

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ANALYSE NUMÉRIQUE DU COMPORTEMENT NON DRAINÉ
D'UNE ARGILE SATURÉE LORS DE L'EXPANSION D'UN
CYLINDRE CREUX

FATIMA-ZAHRA HAOUZI

DÉPARTEMENT DES GÉNIES CIVIL, GÉOLOGIQUE ET DES MINES
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE CIVIL)

AVRIL 2013

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ANALYSE NUMÉRIQUE DU COMPORTEMENT NON DRAINÉ D'UNE ARGILE
SATURÉE LORS DE L'EXPANSION D'UN CYLINDRE CREUX

présenté par : HAOUZI Fatima-Zahra

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. JAMES Michael, Ph.D., président

M. SILVESTRI Vincenzo, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. COURCELLES Benoît, Doct., membre

DÉDICACE

*À mes parents, qui ont toujours cru
en moi.*

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma vive reconnaissance et ma sincère gratitude à Monsieur Vincenzo SILVESTRI, mon directeur de recherche et professeur à l'École Polytechnique de Montréal pour sa disponibilité, son savoir, ses conseils efficaces, ses commentaires et ses corrections qui ont rendu possible la réalisation de ce projet de maîtrise et de ce mémoire.

Je tiens également à remercier Monsieur Michael JAMES, professeur à l'École Polytechnique de Montréal pour sa disponibilité et ses conseils qui ont beaucoup contribué à l'avancement de ce travail.

Je remercie l'ensemble des enseignants et du cadre administratif de l'École des Mines de Douai, de m'avoir donné l'opportunité de réaliser un double cursus et ainsi vivre une nouvelle expérience professionnelle et personnelle.

J'exprime ma vive reconnaissance vers Monsieur Yahya BOUCHAQOUR, ingénieur d'état au Maroc, pour son soutien moral, sa disponibilité et son aide dans le domaine de la géotechnique.

Je voudrais adresser un merci à mon collègue du bureau Benham FIRDOWSSI pour sa disponibilité et son aide pour mieux appréhender le programme FLAC2D.

J'exprime aussi mes chaleureux remerciements à Monsieur André DUCHARME, Chef du laboratoire géotechnique de l'École Polytechnique de Montréal, pour avoir partagé son savoir dans le domaine expérimental.

Mes remerciements vont également à toute personne qui a contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail; je pense à mes collègues Carlos et Karim pour leur soutien.

Je terminerai en remerciant mes parents, mes frères, et ma sœur pour leurs encouragements incessants et leur soutien moral durant ces six dernières années.

RÉSUMÉ

La présente étude s'articule autour de l'analyse de l'expansion et de la consolidation d'une argile saturée. Cette étude, se basant sur les résultats expérimentaux de Abba (1993), consiste en l'analyse numérique d'une cavité en expansion, taillée sous forme de cylindre creux (déformation plane), dans le domaine non-drainé en supposant que le sol suit la loi du comportement de Cam-Clay. L'analyse porte sur l'argile de Saint-Hilaire (Québec).

Après avoir réalisé les différents essais de simulation de l'expansion à pressions contrôlées pour différentes pressions de confinement, il s'est avéré que le coefficient de consolidation radial influence peu les courbes d'expansion et les lois de cisaillement non drainé dérivées. Par contre, la variation du coefficient de consolidation radial, liée directement à la perméabilité du sol, influence la vitesse de dissipation des surpressions interstitielles. Il en découle que les contraintes effectives seront ainsi affectées par ce paramètre. Les fonctions d'expansion et les surpressions générées lors de l'essai ont été comparées aux résultats expérimentaux élaborés par Abba (1993). Ceci a révélé que la méthode de Cam-Clay surestime légèrement les résistances au cisaillement non-drainé.

La théorie de Silvestri (2005) basée sur l'approche de Nadai (1950), permettant de déduire directement la résistance au cisaillement non-drainé, sans faire d'hypothèse sur la loi du comportement du sol étudié, a été mise de l'avant pour l'interprétation des résultats expérimentaux qui ont été comparés, par la suite, aux résultats des simulations numériques menées lors de l'analyse numérique.

ABSTRACT

This study, based on the experimental analysis of Abba (1993), aims to analyse the undrained plane strain expansion and the consolidation of hollow cylindrical specimens of saturated clay. The present investigation consists in carrying out a numerical analysis on Saint-Hilaire clay assuming that this soil follows the Cam-Clay constitutive law.

Various stress-controlled expansion simulations with different confining pressures were completed, which showed that the radial coefficient of consolidation hardly affects the total stress paths and the undrained shear strengths, whereas the variation of the consolidation coefficient, related directly to the permeability, influences the rate of dissipation of excess pore pressures and, thus, the effective stresses. The expansion functions and the excess of pore pressure curves were compared with the experimental results obtained by Abba (1993). This showed that the Cam-Clay method over-estimates the undrained shear strength.

Silvestri (2005) presented a simple method, based on Nadai's approach (1950), to deduce the undrained shear strength from the expansion curves without any hypothesis about the soil constitutive law. This approach has been used to interpret Abba's results and has been compared to the numerical results of the present investigation. Consequently, the numerical results gave over-estimated the values of undrained shear strength.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES FIGURES.....	ix
LISTE DES TABLEAUX.....	xii
LISTE DES ABRÉVIATIONS.....	xiii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 LA REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	3
2.1 Utilité des essais	3
2.2 Essai au pressiomètre	6
2.3 Essai d'expansion au cylindre creux	12
CHAPITRE 3 LES THÉORIES D'INTERPRÉTATION	14
3.1 Distribution des déformations	15
3.2 Distribution des contraintes.....	18
3.2.1 Comportement linéaire élastique.....	18
3.2.2 Comportement élastique parfaitement plastique-Critère de Tresca	20
3.3 Consolidation autour d'une cavité cylindrique	22
3.4 Obtention de la fonction de cisaillement.....	27
3.4.1 Cas d'un sol élasto-plastique.....	27
3.4.2 Cas général : Silvestri (1998) basé sur Nadai (1950).....	29
CHAPITRE 4 LES ESSAIS EXPÉRIMENTAUX.....	31
4.1 Essais de Juran et BenSaid (1987)	32
4.2 Essais de Dakpo (1993) et Abba (1993).....	34
CHAPITRE 5 SOL ÉCROUISSABLE, MODÈLE DE CAM-CLAY MODIFIÉ.....	38
CHAPITRE 6 SIMULATIONS NUMÉRIQUES.....	46
6.1 Présentation de l'outil d'analyse numérique FLAC 2D	46

6.2	Modélisation du cylindre creux en expansion via FLAC 2D	48
6.2.1	Maillage.....	49
6.2.2	Propriétés du matériau.....	50
6.2.3	Conditions aux limites	52
6.2.4	Conditions initiales	54
6.2.5	Code de calcul FLAC.....	54
CHAPITRE 7 ANALYSE DES RÉSULTATS		56
7.1	Résultats des analyses numériques.....	56
7.1.1	Cas de l'expansion avec déplacements radiaux	57
7.1.2	Cas de l'expansion à déplacement horizontaux interdits	71
7.1.2.1	Distribution des surpressions interstitielles	71
7.2	Discussion	81
7.2.1	Comparaison entre les résultats numériques des essais d'expansion.....	81
7.2.2	Comparaison entre les résultats numériques à pressions contrôlées et les résultats expérimentaux obtenus par Abba(1993).....	84
CHAPITRE 8 CONCLUSION		92
BIBLIOGRAPHIE		94

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1: Rotation des contraintes dans un cylindre creux, d'après Nasreddine (2002).....	4
Figure 2.2: a) Pressiomètre standard et ses différents composants; b) Pressiomètre auto-foreur, d'après Nasreddine (2004).	6
Figure 2.3: Courbe contrainte-déformation effective et assumée dans le cas d'un assemblage de cylindre, selon Ladanyi (1972).	11
Figure 2.4: État des contraintes dans un essai de cylindre creux.	12
Figure 3.1: a) État des contraintes principales dans un élément de volume ; b) Déformation d'un élément de volume proche d'une cavité cylindrique	14
Figure 3.2: Distribution de la surpression initiale u_0	24
Figure 3.3: Variation des surpressions interstitielles au bord de la cavité avec le temps, Randolph et Wroth (1979).....	25
Figure 3.4: Variation des surpressions interstitielles au bord de la cavité a) sphérique b) cylindrique, selon Torstensson (1977).	26
Figure 3.5: Fonction de cisaillement apparente selon Juran et Bensaid (1987).....	28
Figure 4.1: Équipement de l'essai d'expansion par Juran et Bensaid (1987).	32
Figure 4.2: Échantillons de cavités en expansion avant et après la rupture (d'après Juran et Bensaid (1987).	33
Figure 4.3: Courbe contrainte-déformation par Juran et Bensaid (1987).	33
Figure 4.5: Cellule de Bishop et Wesley (1975).	34
Figure 4.6: Géométrie de l'échantillon utilisée par Abba (1993).	36
Figure 5.1: Modèle de Cam-Clay dans le plan (p' , q) et dans l'espace des contraintes principales.	39
Figure 5.2: Surface d'état limite.....	40
Figure 5.3: Projection de la surface de charge dans le plan (e , $\ln p'$), selon Helwany (2007).	41
Figure 5.4: Projection de la surface de charge dans le plan (p' , q), selon Helwany (2007)	41
Figure 5.5: Comportements élastique et plastique des sols dans le modèle de Cam-Clay	44
Figure 6.1: Séquence de calcul flac pour un pas de temps δt , selon Billaux et Cundall (1993).	47
Figure 6.2: Modèle du maillage sur FLAC 2D.	49
Figure 6.3 : Les conditions aux limites utilisées pour la simulation sur FLAC 2D.....	52

Figure 6.4: Code de programmation sur flac6.0, cas d'expansion à pressions contrôlées avec interaction du fluide	54
Figure 7.1 : Variation de la surpression interstitielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 60\text{kpa}$	58
Figure 7.2 : Variation de la surpression interstitielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 80\text{kpa}$	58
Figure 7.3: Variation de la surpression interstitielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	59
Figure 7.4: Distribution de la surpression interstitielle initiale pour $p'_0 = 100\text{kpa}$ et pour cv_5	59
Figure 7.5 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 60\text{kpa}$	61
Figure 7.6 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 80\text{kpa}$	61
Figure 7.7 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	64
Figure 7.8 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective tangentielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de C_{vi} dans le cas de $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	64
Figure 7.9 : Variation des contrainte principales totales et effectives pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	65
Figure 7.10 : Variation des contrainte principales totales et effectives pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$	73
Figure 7.11 : Distribution de la contrainte deviatorique q' a travers l'échantillon.	66
Figure 7.12 : Cheminement des contraintes effectives pour les différentes valeurs de chargement	67
Figure 7.13 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$ selon les résultats de flac	69
Figure 7.14 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$ selon les résultats de flac	69
Figure 7.15 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 60\text{kpa}$ selon les résultats de flac	70
Figure 7.16 : Distribution de la surpression interstitielle en fonction du rayon r à la fin de l'expansion pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	71
Figure 7.17 : Évolution de la surpression interstitielle en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 60\text{kpa}$	72
Figure 7.18 : Évolution de la surpression interstitielle en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$	73
Figure 7.19 : Évolution de la surpression interstitielle en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	73

Figure 7.20 : Évolution de la surpression interstitielle au rayons r_i et r_m pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	74
Figure 7.21 : Évolution des contraintes radiales totales et tangentielles en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 60\text{kpa}$	75
Figure 7.22 : Évolution des contraintes radiales totales et tangentielles en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$	76
Figure 7.23 : Évolution des contraintes radiales totales et tangentielles en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	76
Figure 7.24 : Variation des contrainte principales effectives pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	77
Figure 7.25 : Les cheminements des contraintes effectives ESP	78
Figure 7.26 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 60\text{kpa}$ selon les résultats de Flac	79
Figure 7.27 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$ selon les résultats de Flac	80
Figure 7.28 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$ selon les résultats de Flac	80
Figure 7.29 : Comparaison des cheminements des contraintes effectives dans les deux cas d'étude	83
Figure 7.30 : Fonction d'expansion et surpression interstitielle pour $\sigma'_c = 60\text{kpa}$	85
Figure 7.31 : Fonction d'expansion et surpression interstitielle pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$	85
Figure 7.32 : Fonction d'expansion et surpression interstitielle pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$	86
Figure 7.33 : Courbes de confinement suivant plusieurs pressions de confinement, Abba (1993)	87
Figure 7.34 : Courbes de confinement suivant plusieurs pressions de confinement, Cam-Clay ..	87
Figure 7.35 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 60\text{kpa}$ selon Abba (1993)	89
Figure 7.36 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 80\text{kpa}$ selon Abba (1993).	90
Figure 7.37 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 100\text{kpa}$ selon Abba (1993).	90
Figure 7.38 : Cheminements des contraintes effectives numériques et expérimentaux.	91

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1: Caractéristiques de l'argile de st-hilaire, selon Abba (1993).....	35
Tableau 4.2: Paramètres non drainés de la résistance au cisaillement.....	37
Tableau 6.1: Paramètres de Cam-Clay utilisés.	51
Tableau 6.2 : Récapitulatif de la procédure de la simulation numérique avec interactions du fluide	53
Tableau 7.1 : Différentes valeurs du coefficient de consolidation utilisées	56
Tableau 7.2 : Caractéristiques de cisaillement non-drainé du l'argile de Saint-Hilaire.....	68
Tableau 7.3 : Comparaison de la résistance au cisaillement non-drainé	79
Tableau 7.4 : Paramètres de la résistance non-drainée dans les deux cas d'analyse numérique ..	83
Tableau 7.5 : Comparaison de la résistance au cisaillement non-drainé	89

LISTE DES ABRÉVIATIONS

$\overline{\varepsilon_r}, \overline{\varepsilon_\theta}, \overline{\varepsilon_z}$	Déformations moyenne
$\overline{\sigma_r}, \overline{\sigma_\theta}, \overline{\sigma_z}$	Contraintes moyennes
C_v, C_r	Coefficient de consolidation radial
E	Module d'Young du squelette
e	Indice des vides
e_0	Indice des vides initial
G	Module de résistance au cisaillement $G = \frac{E}{2(1+\mu)}$
H	Hauteur de l'échantillon
k	Perméabilité du sol
M	Pente de la courbe d'état critique
p	Contrainte totale moyenne $p = \frac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z)$
p'	Contrainte effective moyenne $p' = \frac{1}{3}(\sigma'_r + \sigma'_\theta + \sigma'_z)$
p_0	Pression initiale sur la paroi intérieure de la cavité
p'_1	Contrainte de référence pour définir les origines des courbes de consolidation vierge et de gonflement
p'_c, p'_0	Contrainte de préconsolidation effective
p'_u	Contrainte moyenne à la rupture
$\Delta p_a = \Delta p$	Incrément de la charge appliquée au bord interne de la cavité
p_e	Pression appliquée au bord externe de la cavité
p_i	Pression appliquée au bord interne de la cavité
p_L	Pression limite pressiométrique
p_z	Pression axiale appliquée

q	Contrainte déviatorique $q', q = \frac{1}{\sqrt{2}}((\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2)^{1/2}$
q_u	Contrainte déviatorique à la rupture
r'	Rayon déformé $r' = r + y_r$
r	Coordonnée radiale de la cavité
r_e	Rayon extérieur du cylindre creux
r_i	Rayon intérieur du cylindre creux
r_m	Rayon équivalent dans un cylindre creux
r_p	Rayon de la zone plastique
s	Contrainte moyenne totale selon Silvestri et Abou-Samra , $s = p$
s'	Contrainte moyenne effective selon Silvestri et Abou-Samra , $s' = p'$
s'_u	Contrainte moyenne effective à la rupture
S_u	Résistance au cisaillement non-drainée
t	Contrainte déviatorique selon Silvestri et Abou-Samra , $t = q$
t_u	Contrainte déviatorique à la rupture
T	Facteur du temps défini tel que $T = \frac{C r t}{r_0^2}$
u	Surpression interstitielle
u_0	Surpression interstitielle initiale
V	Volume actuel de la cavité ($V = V_0 + \Delta V$)
V_0	Volume initial de la cavité
y_r, y_θ, y_z	Déplacements radial, tangentiel, et axial
β	Paramètre de Henkel
β_3	Coefficient de non-uniformité
γ_a	Déformation principale naturelle
γ_w	Poids volumique de l'eau

ΔV	Variation du volume de la cavité
$\Delta\sigma_r, \Delta\sigma_\theta, \Delta\sigma_z$	Augmentation des contraintes principales
$\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z$	Déformations radiale, tangentielle, et axiale
κ	Pente de la courbe de gonflement dans le plan ($\ln p'$, e)
λ	Pente de la courbe de consolidation vierge dans le plan ($\ln p'$, e)
$\Lambda, \lambda, \kappa, M, e_\lambda$	Paramètres du modèle de Cam-Clay Modifié
σ'_p	Contrainte effective de préconsolidation
$\sigma'_r, \sigma'_\theta, \sigma'_z$	Contraintes effectives radiale, tangentielle, et axiale
$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$	Contraintes totales radiale, tangentielle, et axiale
τ_a, τ_b	Contraintes de cisaillement au rayon r_i et r_e
τ_{app}	Contrainte de cisaillement principale apparente
ψ	Pression au bord de la cavité cylindrique
ϕ	Angle de frottement interne
μ	Coefficient de Poisson
v	Volume spécifique $v = 1 + e$

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Dans le but de simplifier les différentes notions complexes, les ingénieurs ont développé quelques outils de calculs qui permettent de modéliser les phénomènes physiques. Or, le comportement du sol argileux s'avère être un domaine difficile à appréhender. Ceci est principalement dû à son histoire qui varie selon plusieurs facteurs influençant, chacun, ses propriétés. En effet, la réalisation des ouvrages civils demande la connaissance préalable des propriétés du sol qui se fait soit in situ soit en laboratoire.

Il se trouve que l'essai d'expansion au cylindre creux est l'un des essais les plus performants dans le domaine de la géotechnique. En effet, ce dernier permet d'analyser la résistance du sol au cisaillement et à la traction, d'étudier l'effet des rotations des contraintes dans un sol par rapport à son état géostatique initial, de simuler l'essai au pressiomètre et de faire l'étude du comportement dynamique d'un sol.

L'étude des différents paramètres de résistance et de déformation d'une argile a fait l'objet de plusieurs recherches jusqu'à présent. En effet, l'interprétation des différents essais géotechniques, à savoir, l'essai au pressiomètre, au pénétromètre, ainsi que l'essai au dilatomètre, qui permet la conception des différents ouvrages géotechniques, se base sur ces paramètres. Silvestri (1998), Diab (2001), et Silvestri et al. (2005) ont développé une méthode, se basant sur l'approche de Nadai (1950), qui permet de trouver la résistance au cisaillement non drainé de l'argile à partir des courbes expérimentales de l'essai d'expansion sans faire d'hypothèses, au préalable, sur la loi du comportement du sol étudié. Cette méthode ressemble à l'analyse des essais au pressiomètre déjà effectuée par Baguelin et al. (1972), Ladanyi (1972) et Palmer (1972). Afin de pouvoir interpréter les courbes d'expansion, Juran and Bensaid (1987) ont effectué des essais non drainés sur des cavités en expansion et ont analysé les résultats en utilisant le modèle élastique parfaitement plastique de Tresca. Ces essais ont été, par la suite, analysés par Silvestri et al. (2005) et ont ainsi confirmé que la théorie de Nadai peut être utilisée pour analyser le comportement des argiles.

La littérature montre que la complexité de cet essai réside dans le fait que la distribution des contraintes et des pressions interstitielles à travers le cylindre n'est pas uniforme et varie selon plusieurs paramètres, à savoir, le degré de consolidation du sol, la vitesse de l'essai, l'état initial des contraintes et la perméabilité du sol. Cependant, peu de travaux ont traité de l'influence du coefficient de consolidation dans l'interprétation des résultats de l'essai des cavités en expansion. Il est à noter que Nahra et Frank (1986) ont mené une étude numérique, et ce à l'aide de plusieurs modèles du comportement du sol, portant sur l'influence de la perméabilité sur l'évaluation du coefficient de consolidation radial durant un essai d'expansion.

Dans le cas présent, nous allons mener une étude paramétrée numérique qui consiste à analyser l'influence du coefficient de consolidation sur la réponse d'une argile saturée lors d'une expansion cylindrique. Nous allons, donc, faire une simulation numérique de l'essai d'expansion du cylindre creux d'une argile saturée dans le domaine non-drainé. Par ailleurs, nous allons tenter de modéliser l'effet de la présence des pierres poreuses sur les différents résultats. Ces pierres poreuses servent à mesurer les surpressions interstitielles lors de l'expansion lors des essais au laboratoire.

Ce mémoire, qui résume le travail effectué, comportera sept parties. Dans un premier lieu, nous allons passer en revue les différentes études antérieures concernant les essais d'expansion des cylindres creux avec génération des pressions interstitielles. Puis, nous consacrerons une partie pour les différentes théories d'interprétation analytiques. Ensuite, nous présenterons la procédure expérimentale de l'essai des cylindres creux en expansion, ainsi que la détermination des paramètres qui nous seront utiles pour la modélisation numérique dans la partie 4. Étant donné que les simulations concernent un sol ayant un comportement de Cam-Clay, nous détaillerons cette théorie. Par ailleurs, nous préciserons la procédure menée pour la simulation numérique de cet essai paramétré. Enfin, nous conclurons avec une synthèse des résultats obtenus avant de les analyser.

CHAPITRE 2

LA REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Ce chapitre comportera deux grands axes, à savoir, une revue bibliographique sur les différentes études antérieures menées sur les cavités cylindriques en expansion et une présentation de leur utilité.

2.1 Utilité des essais

Les essais d'expansion in-situ consistent à dilater radialement dans un forage réalisé dans un sol étudié une sonde et à déterminer la relation entre la pression appliquée sur le sol et le déplacement de la paroi de la sonde (essai pressiométrique).

Le cylindre creux est un moyen très performant qui permet d'effectuer des essais triaxiaux en appliquant trois contraintes, à savoir une pression interne p_i , une pression externe p_e et une pression axiale p_z , et, même parfois, une torsion (cf. figure 2.1). Cependant, cet essai est très peu utilisé du fait de la difficulté du taillage des échantillons.

En effet, la plupart des études menées à ce sujet se sont axées autour de l'influence de la rotation des contraintes sur le comportement du sol, contrairement aux essais triaxiaux standards avec lesquels il est impossible d'interchanger les contraintes principales entre elles et ainsi simuler cette rotation. Pour ce faire, Broms et Casbarian (1965), et Lade (1975) ont fabriqué une cellule pour cylindre creux équipée d'un système permettant l'application d'un moment de torsion M , en plus des pressions intérieure p_i , extérieure p_e et axiale p_z . La figure 2.1 illustre les contraintes principales dans un essai d'expansion au cylindre creux avec application d'un moment de torsion.

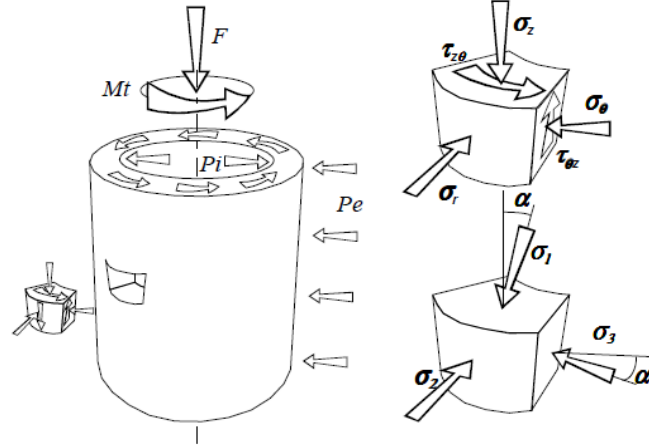


Figure 2.1: Rotation des contraintes dans un cylindre creux, selon Nasreddine (2002).

On note que dans la figure ci-dessus σ_1 , σ_2 , et σ_3 sont les contraintes principales, et σ_r est la contrainte radiale, σ_θ est la contrainte tangentielle et σ_z est la contrainte axiale, qui résultent de l'expansion.

L'inconvénient majeur de cet essai est la non-uniformité des contraintes principales et des déformations à travers l'échantillon. Afin de remédier à ce problème, des chercheurs, entre autres Hight et al. (1983), Senseny et al. (1989) et Wijewickreme et Vaid (1991), ont recommandé de considérer les contraintes principales comme étant des contraintes moyennes. Ces contraintes moyennes, à savoir $\overline{\sigma_r}$, $\overline{\sigma_\theta}$, et $\overline{\sigma_z}$ et les déformations correspondantes moyennes, à savoir $\overline{\varepsilon_r}$, $\overline{\varepsilon_\theta}$, et $\overline{\varepsilon_z}$ ont été calculées par Hight et al. (1983) comme suit :

$$\overline{\sigma_r} = \frac{p_e r_e + p_i r_i}{r_e + r_i}, \quad \overline{\varepsilon_r} = \frac{-(\Delta r_e - \Delta r_i)}{r_e - r_i} \quad (2.1)$$

$$\overline{\sigma_\theta} = \frac{p_e r_e - p_i r_i}{r_e - r_i}, \quad \overline{\varepsilon_\theta} = \frac{-(\Delta r_e + \Delta r_i)}{r_e + r_i} \quad (2.2)$$

$$\overline{\sigma_z} = \frac{p_z}{\pi(r_e^2 - r_i^2)}, \quad \overline{\varepsilon_z} = \frac{-\Delta H}{H} \quad (2.3)$$

où, r_e et r_i sont respectivement les rayons externe et interne de l'échantillon, p_i et p_e sont les pressions interne et externe, et H est la hauteur initiale de l'échantillon.

Ces auteurs ont, alors, identifié le coefficient de non-uniformité β_3 qui permet d'évaluer le degré de la non-uniformité des contraintes à travers l'échantillon :

$$\beta_3 = \frac{(\int_{r_i}^{r_e} |\sigma(r) - \overline{\sigma^*}| dr)}{(r_e - r_i)\sigma_L}, \quad \sigma_L = \frac{(|\overline{\sigma_r}| - |\overline{\sigma_\theta}|)}{2} \quad (2.4)$$

$\sigma(r)$ étant la contrainte de référence mesurée à r et $\overline{\sigma^*}$ étant la moyenne de cette contrainte de référence calculée entre r_i et r_e . Il est à noter que plus le coefficient β_3 est élevé moins la contrainte principale considérée sera uniformément répartie.

En outre, Saada et Baah (1967) ont développé un modèle basé sur l'essai du cylindre creux qui permet d'évaluer le degré d'anisotropie d'un sol, et ce en analysant la réponse du sol tout en inclinant les contraintes principales.

Dans la même perspective, Suklje et Drnovsek (1965) avaient, eux aussi, réussi à mettre en place une solution théorique permettant de calculer les différents paramètres d'anisotropie, à savoir les modules d'élasticité dans les différentes directions et les coefficients de Poisson.

Le cylindre creux en expansion est souvent utilisé pour la détermination de la courbe de cisaillement des sols saturés dans le domaine non-drainé. Silvestri (1998) a pu mettre en place une solution théorique se basant sur la méthode de Nadai (1950), qui permet de calculer la résistance au cisaillement non-drainé d'une argile sans aucune hypothèse préalable sur les propriétés du sol à étudier, tant que l'essai est effectué en conditions parfaitement non-drainées et que l'expansion se fait en déformation plane.

2.2 Essai au pressiomètre

Le pressiomètre est un outil qui a été développé par Ménard (1955). Cet essai utilisé d'abord en France pendant plusieurs années a été exporté, par la suite, dans de nombreux pays. Le pressiomètre se compose d'une sonde cylindrique dilatable radialement, reliée à un système extérieur de gonflage et munie de capteurs permettant la mesure des variations du volume et de la pression appliquée, ainsi que d'un système d'acquisition de mesures.

L'essai consiste à mettre sous pression la sonde pressiométrique (**Figure 2.2**), à la profondeur désirée, par injection d'un fluide et à mesurer les variations du volume de la membrane qui se dilate en fonction de la pression qui lui est appliquée. Cet essai présente l'avantage de donner directement une évaluation, sans recourir à des corrélations empiriques, des propriétés mécaniques à la rupture mais aussi de la déformation des sols fins (modules de cisaillement et pression limite, etc.).

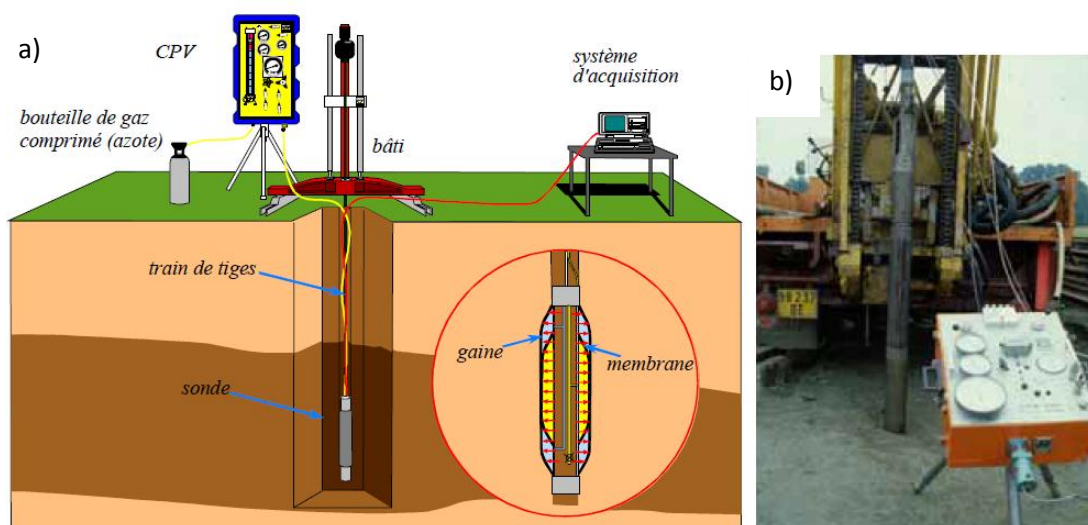


Figure 2.2: a) Pressiomètre standard et ses différentes composantes;
b) Pressiomètre auto-foreur, selon Nasreddine (2004).

L'avantage de l'essai pressiométrique est qu'il semble être le seul essai in-situ capable de donner des relations de comportement des sols jusqu'à la rupture et pour lequel les conditions aux limites spatiales sont relativement bien définies. Par conséquent, il permet une analyse théorique et expérimentale du comportement des sols plus rigoureuse que d'autres essais in-situ (Jamiolkowski et al., 1985). À l'aide du pressiomètre, on peut déterminer l'état de contrainte et les modules axisymétriques.

Cet essai permet aussi de déduire la fonction de cisaillement à partir de la courbe d'expansion. Gibson et Anderson (1961) ont mis en place une théorie qui permet de déterminer le module élastique ainsi que la cohésion apparente d'une argile en condition non-drainée.

Pour ce faire, ils ont supposé que le sol suit une loi de comportement élastique parfaitement plastique. Dans un premier temps, un forage de rayon a_0 est réalisé et, par conséquent, la pression radiale totale p_0 présente dans le sol devient nulle. Lorsque la pression de la sonde atteint la valeur p_0 avant de ne procéder à l'étape du forage, les conditions initiales sont restaurées. La contrainte radiale totale est ensuite augmentée par Δp , et ce, jusqu'à ce que le déviateur excède $2S_u$.

Les contraintes radiale σ_r et tangentielle σ_θ s'expriment ainsi :

$$\sigma_r = p_0 + \Delta \sigma_r \quad (2.5)$$

$$\sigma_\theta = p_0 + \Delta \sigma_\theta \quad (2.6)$$

Dès lors que le sol est dans le domaine élastique, ce qui signifie que $|\sigma_r - \sigma_\theta| < 2S_u$ pour tout $r \geq a_0$, la contrainte radiale totale générée à la distance r de l'axe du forage est :

$$\sigma_r = p_0 + \Delta p \frac{a_0^2}{r^2} \quad (2.7)$$

Et le déplacement radial u au bord de la cavité est :

$$u(a_0) = \Delta p \frac{1 + \mu}{E} a_0 \quad (2.8)$$

Où μ est le coefficient de Poisson et E est le module élastique du sol.

On note aussi que :

$$|\sigma_r - \sigma_\theta| = 2\Delta p \left(\frac{a_0^2}{r^2} \right) \quad (2.9)$$

Le comportement plastique se rencontre, premièrement, au niveau de la surface du forage lorsque la pression interne appliquée atteint la valeur $p_0 + Su$. À ce moment là, le rayon du forage est :

$$a_0 + u(a_0) = \frac{1 + \mu}{E} a_0 Su + a_0 \quad (2.10)$$

Lorsque la pression interne excède $p_0 + Su$, un anneau plastique s'étend autour du forage entre les rayons $r = a$ et $r = R$ (R étant le rayon plastique) qui sont tous les deux fonctions de p et qui ne sont pas encore définis à ce stade.

La contrainte radiale, dans ce cas, est définie ainsi :

$$\sigma_r = p - 2 Su \ln\left(\frac{r}{a}\right) \quad (2.11)$$

Et entre la région élastique et la région plastique, la contrainte radiale et le déplacement radial à $r = R$ sont:

$$\sigma_{r=R} = p - 2 Su \ln\left(\frac{R}{a}\right) \quad (2.12)$$

$$u(R) = \frac{1 + \mu}{E} R \left(p - 2 Su \ln\left(\frac{R}{a}\right) - p_0 \right) \quad (2.13)$$

L'essai étant non-drainé, le volume entre a et R demeure invariable et est égal à $\pi(R^2 - a^2)$ pour une unité de hauteur. On en déduit alors la relation entre le rayon a de la cavité et la pression appliquée p qui s'écrit comme suit :

$$p = p_0 + Su + Su \ln \left[\left(\frac{E}{2(1 + \mu)Su} \right) \left(1 - \frac{a_0^2}{a^2} \right) - \frac{a_0^2 p_0}{a^2 Su} \right] \quad (2.14)$$

La théorie du pressiomètre pour les argiles en condition non-drainée suit, donc, trois étapes :

- Étape 1 : $0 \leq p \leq p_0$

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{2p(1 + \mu)}{E} \quad (2.15)$$

V_0 étant le volume initial et ΔV étant l'augmentation du volume.

- Étape 2 : $p_0 \leq p \leq p_0 + Su$

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{2p(1 + \mu)}{E} \quad (2.16)$$

- Étape 3 : $p_0 + Su \leq p$

$$p = p_0 + Su + Su \ln \left[\left(\frac{E}{2(1 + \mu)Su} \frac{\Delta V}{V} \right) - \left(1 - \frac{\Delta V}{V} \right) \frac{p_0}{Su} \right] \quad (2.17)$$

V étant $V_0 + \Delta V$, la pression limite p_L correspond à la formule suivante :

$$p_L = p_0 + Su \left[1 + \ln \left[\frac{E}{2(1 + \mu)Su} \right] \right] \quad (2.17)$$

Cette formule de pression limite p_L rejoint le résultat de Bishop et al. (1945).

Ces résultats d'essais effectués sur l'argile de Londres ont été présentés sous forme de courbes liant la pression limite en fonction de la déformation volumique. La phase plastique de cette argile est à peu près linéaire et la cohésion non-drainée Su est graphiquement obtenue telle que :

$$Su = \frac{p_L - p_0}{1 + \ln \left(\frac{E_M}{2Su(1 + \mu)} \right)} \quad (2.18)$$

Où, p_0 est la pression horizontale des terres au repos, p_L est la pression limite pressiométrique, et E_M est le module pressiométrique.

La théorie de Gibson et Anderson (1961) a été généralisée par Ladanyi (1972), Palmer (1972) et Baguelin et al. (1972), sans aucune hypothèse préalable sur la loi du comportement du sol et a permis de déterminer la relation non-drainée entre les contraintes et les déformations en se basant sur la courbe pressiométrique.

Palmer (1972) a suggéré une procédure d'interprétation des résultats de l'essai au pressiomètre, et ainsi qu'une méthode graphique de déduction de la relation contrainte-déformation dans le cas d'une argile saturée dans le domaine non-drainé. En effet, cet auteur a défini la contrainte de Cauchy $\phi(e_\theta)$ comme étant la différence entre les contraintes effectives circonférentielle σ'_θ et radiale σ'_r et a pu alors déduire l'expression de cette contrainte en fonction de la déformation volumique $\Delta V/V$. (Équation (2.19))

$$\phi(y_1) = 2 \frac{d\psi}{d[\log(\Delta V/V)]} \quad (2.19)$$

Ψ étant la pression appliquée au bord de la cavité cylindrique, et y_1 étant le déplacement radial au bord de la cavité:

$$y_1 = (1 - \Delta V/V)^{-1/2} - 1 \quad (2.20)$$

La différence de contraintes, ϕ , nécessaire pour générer une extension, nommée «e», est par conséquent égale au double du gradient de la courbe de ψ (pression mesurée par la cellule en fonction du $\log(\Delta V/V)$).

Palmer (1972) a aussi utilisé les résultats de l'essai au pressiomètre afin de définir le module de cisaillement G :

$$G = \frac{1}{2} \left[\frac{d\phi}{dy_1} \right]_{y_1=0} = [\psi'(y_1)]_{y_1=0} \quad (2.21)$$

Les résultats de la théorie de Palmer (1972) ont été utilisés pour la réinterprétation des résultats de Gibson et Anderson (1961) appliqués à l'argile de Londres.

Ladanyi (1972) a trouvé un résultat très similaire à celui de Palmer (1972), puisqu'il a réussi à exprimer la résistance moyenne, ou encore le déviateur moyen, $q_{i,i+1}$ mobilisée en cisaillement en fonction du logarithme de la déformation volumique. Il est à noter que Ladanyi (1972) a supposé que l'expansion d'une cavité cylindrique est représentée par un assemblage de plusieurs cylindres plastiques centrés par rapport à l'axe de la cavité. Chaque cylindre a un rayon interne r_i et externe r_{i+1} et subit des contraintes radiales $(\sigma_{ri}, \sigma_{ri+1})$ et des contraintes tangentielles $(\sigma_{\theta i}, \sigma_{\theta i+1})$, soit,

$$(\sigma_r - \sigma_\theta)_{i,i+1} = q_{i,i+1} = 2 \frac{p_i - p_{i+1}}{\left[\ln\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_i - \ln\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{i+1} \right]} \quad (2.22)$$

p_i et p_{i+1} étant deux pressions successives au bord interne de la cavité.(cf. **Figure 2.3**), et $(\sigma_r)_{i,i+1}$ est la contrainte moyenne radiale dans un cylindre dont le rayon interne est r_i et le rayon externe est r_{i+1} .

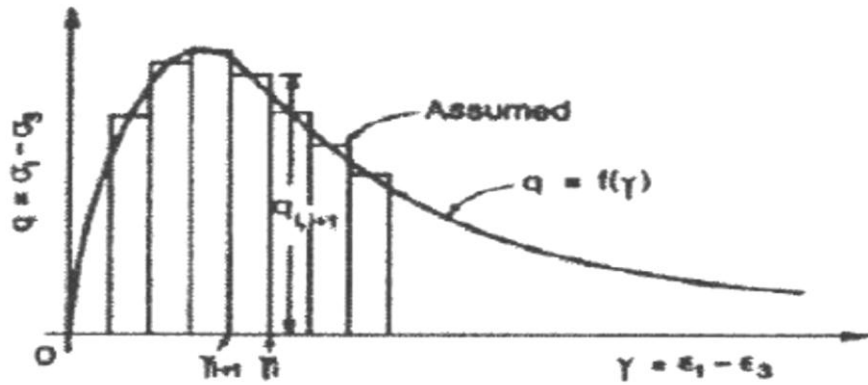


Figure2.3: Courbe contrainte-déformation effective et assumée dans le cas d'un assemblage de cylindres, selon Ladanyi(1972).

2.3 Essai d'expansion au cylindre creux

L'essai au cylindre creux consiste à appliquer une contrainte croissante p_i à l'intérieur du cylindre et une contrainte extérieure p_e constante. Ceci génère une contrainte circonférentielle σ_θ qui correspond à la résistance en traction, dès qu'elle devient négative. (cf. la **Figure 2.4**)

Cet essai a plusieurs avantages puisque, contrairement à l'essai triaxial standard, il permet de mesurer avec précision les déformations de la paroi interne de l'échantillon tout en contrôlant les pressions intérieures, extérieures et axiales. Cependant, le taillage de l'échantillon en forme de cylindre creux, ainsi que la non-uniformité de la distribution des contraintes à travers le cylindre, rendent cet essai moins populaire.

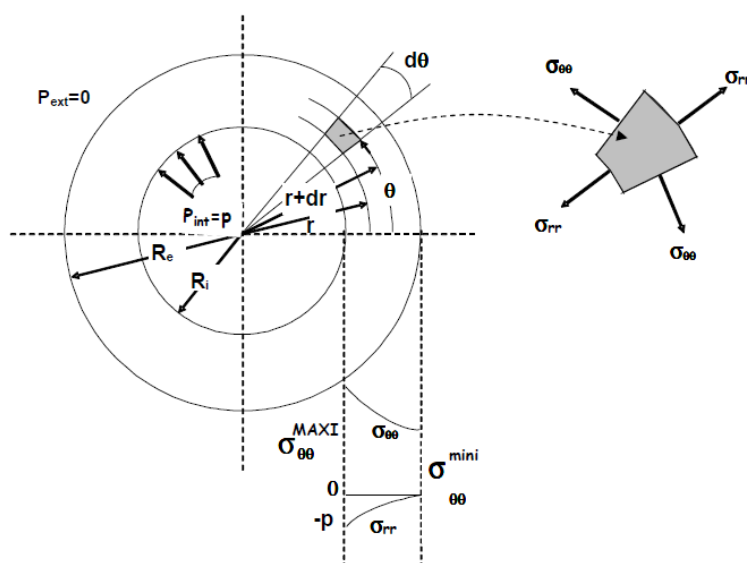


Figure2.4: État des contraintes dans un essai d'expansion de cylindre creux.

Malhotra et Zoldners (1967) ont été parmi les premiers à avoir mesuré la résistance d'un matériau par le biais de l'essai du cylindre creux. Leur étude consistait à mesurer la résistance à la traction du béton et la comparer avec les résultats obtenus lors d'autres essais. Pour ce faire, ils ont utilisé un échantillon de 3.8 cm de hauteur, 3.8 cm d'épaisseur et de 15.24 cm de diamètre intérieur. Ces auteurs ont trouvé que la résistance obtenue par cet essai est légèrement supérieure à celle obtenue par l'essai brésilien et elle est inférieure à celle obtenue par l'essai de flexion.

Une application de cet essai pour la mesure de la résistance à la traction d'un sol eut lieu lors de l'étude menée par Al-Hussaini (1981). Ce dernier, après avoir effectué des essais sur des argiles avec différents indices de plasticité, a défini la résistance à la traction comme étant la contrainte circonférentielle σ_θ au rayon moyen r_m au moment de la rupture. Le rayon moyen r_m correspond à celui défini par Hvorslev et Kaufman (1952) ainsi :

$$r_m = \frac{2}{3} \frac{r_e^3 - r_i^3}{r_e^2 - r_i^2} \quad (2.23)$$

Al-Hussaini a ainsi étudié le comportement non-linéaire élastique du sol, et ce, en utilisant plusieurs types de sols.

Dakpo (1993) a mis au point un appareil de mesure de la résistance en traction sur cylindre creux. Lors de cette étude, une nouvelle méthode de taillage des specimens a été proposée, à savoir la méthode d'électro-osmose qui sera détaillée dans le chapitre 4. Le contrôle de l'essai et l'acquisition des données furent effectués grâce aux programmes informatiques développés à cet effet. Les échantillons avaient une hauteur de 100 mm, un rayon intérieur de 25 mm et un rayon extérieur de 50 mm.

Abba (1993), se basant sur le même appareil développé par Dakpo (1993), a effectué plusieurs essais sur l'argile de St-Hilaire afin de confirmer l'existence d'une limite de contrainte, à partir de laquelle, la rupture du sol se fait en cisaillement et non en traction. La procédure de ces essais sera plus détaillée au chapitre 4.

CHAPITRE 3

LES THÉORIES D'INTERPRÉTATION

Nous allons présenter dans ce chapitre, les différentes approches théoriques qui ont traité du problème de l'expansion du cylindre creux dans le cas d'une argile saturée.

Cependant, quelques hypothèses sont à admettre pour les théories citées ci-dessous. En effet, l'expansion, dont les déformations sont planes, est réalisée en condition non drainée dans un sol homogène et isotrope.

L'application des pressions interne p_i et externe p_e sur l'échantillon de hauteur H et de rayons interne r_i et externe r_e génère les contraintes axiale σ_z , radiale σ_r et tangentielle σ_θ . Ceci engendre ainsi les déformations axiale ε_z , radiale ε_r , et circonférentielle ε_θ . (cf. *Figure 3.1*). Il est à noter que dans les essais qui nous intéressent, la torsion n'est pas prise en compte.

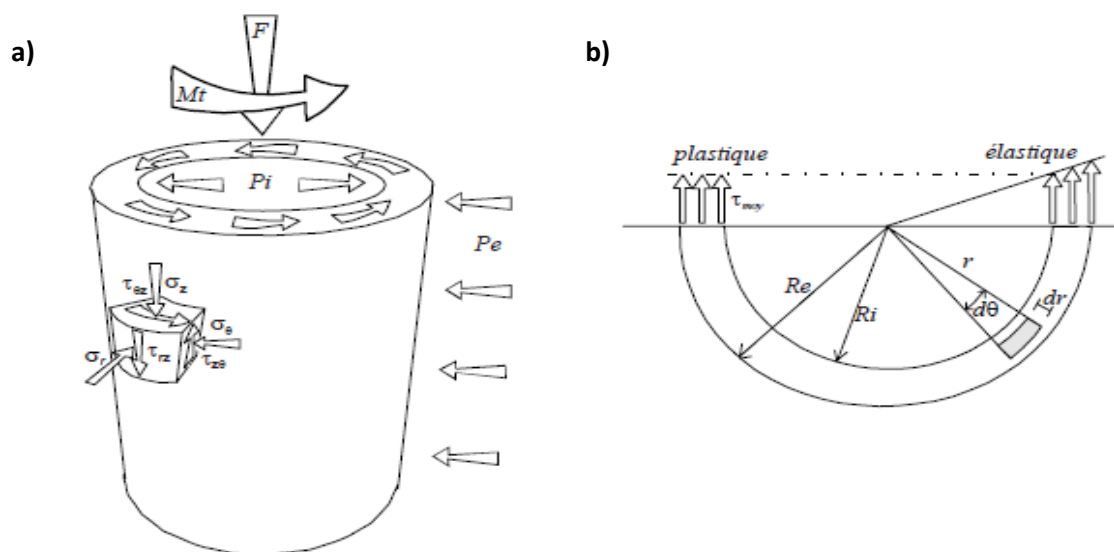


Figure 3.1: a) État des contraintes principales dans un élément de volume ;
b) Déformation d'un élément de volume proche d'une cavité cylindrique.

De plus, l'application des pressions interne et externe génère des distributions de déformations et de contraintes qui sont fonction de la loi du comportement du matériau étudié, selon Hight (1983) et Wijewckreme et Vaid (1991).

3.1 Distribution des déformations

Dans un essai d'expansion au cylindre creux, les conditions de chargement sont indépendantes de l'axe z , ce qui signifie que les déformations ε_r et ε_θ sont indépendantes de la coordonnée z .

On note, en général, les équations cinématiques suivantes :

$$\varepsilon_r = \frac{\partial y_r}{\partial r} \quad (3.1)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{y_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial y_\theta}{\partial \theta} \quad (3.2)$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial y_z}{\partial z} \quad (3.3)$$

où y_r , y_θ , et y_z sont les déplacements radial, tangentiel et axial d'un point par rapport à son état initial.

Du fait de la symétrie de révolution de l'échantillon, le déplacement tangentiel y_θ est nul.

D'où,

$$\varepsilon_\theta = \frac{y_r}{r} \quad (3.4)$$

Il est à noter que l'on admet que les plans transversaux du cylindre restent plans tout au long de l'essai d'expansion. Ce qui signifie que le déplacement y_z reste uniforme par rapport au plan transversal pour une pression interne p_i donnée. Par conséquent, la déformation axiale ε_z est constante.

Du fait de l'incompressibilité du matériau, ainsi que la constance du volume de l'échantillon durant l'essai, on peut dire que :

$$\varepsilon_{\theta} + \varepsilon_z + \varepsilon_r = 0 \quad (3.5)$$

Ainsi, on peut écrire :

$$\frac{y_r}{r} + \frac{\partial y_r}{\partial r} = \text{cste par rapport à } r \quad (3.6)$$

En dérivant par rapport à r , on obtient :

$$\frac{d^2 y_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dy_r}{dr} - \frac{y_r}{r^2} = 0 \quad (3.7)$$

La solution de cette équation du deuxième degré s'écrit, ainsi :

$$y_r = Ar + \frac{B}{r} \quad (3.8)$$

d'où,

$$\varepsilon_r = A - \frac{B}{r^2} \quad (3.9)$$

$$\varepsilon_{\theta} = A + \frac{B}{r^2} \quad (3.10)$$

$$\varepsilon_z = -(\varepsilon_{\theta} + \varepsilon_r) = -2A \quad (3.11)$$

où A , et B sont des constantes par rapport à r .

Il est à savoir que lorsque r tend vers r_i , le déplacement est :

$$y_{ri} = Ar_i + \frac{B}{r_i^2} \quad (3.12)$$

Et lorsque r tend vers r_e , le déplacement est :

$$y_{re} = Ar_e + \frac{B}{r_e^2} \quad (3.13)$$

En appliquant quelques opérations linéaires sur les équations (3.12) et (3.13), on arrive à identifier les constantes A et B ainsi :

$$A = \frac{y_{ri}r_i^2 - y_{re}r_e^2}{r_i^3 - r_e^3} \quad (3.14)$$

$$B = \frac{r_e y_{ri} - r_i y_{re}}{\frac{r_e}{r_i^2} - \frac{r_i}{r_e^2}} \quad (3.15)$$

Il est à noter que dans le cas où l'on interdit les déplacements verticaux et du fait de l'incompressibilité du matériau en petites déformations :

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta = 0 \quad (3.16)$$

Ce qui implique en remplaçant cette équation dans les équations (3.1) et (3.2) , l'expression suivante :

$$\frac{dy_r}{dr} + \frac{y_r}{r} = 0 \quad (3.17)$$

On en déduit, alors, que :

$$\varepsilon_r = -\varepsilon_\theta = \frac{r_i^2 y_{ri}}{r^2} \quad (3.18)$$

3.2 Distribution des contraintes

L'étude classique de la distribution des contraintes dans un échantillon de cylindre creux se base sur deux théories d'analyse de comportement, à savoir la loi de comportement linéaire élastique et la loi de comportement élastique parfaitement plastique.

Cette partie traitera des différentes formules expliquant la distribution des contraintes totales et effectives d'après ces deux lois de comportement en déformation plane.

3.2.1 Comportement linéaire élastique

L'équation d'équilibre radial s'écrit,

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - \frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{r} = 0 \quad (3.19)$$

σ_r et σ_θ étant les contraintes principales dans les directions radiale et circonférentielle, et r étant le rayon décrivant la position initiale d'un point quelconque par rapport au centre interne.

En intégrant l'équation (3.19), on peut déterminer les contraintes radiale σ_r et tangentielle σ_θ qui s'écrivent ainsi :

$$\sigma_r = A + \frac{B}{r^2} \quad (3.20)$$

$$\sigma_\theta = A - \frac{B}{r^2} \quad (3.21)$$

$$\sigma_z = A \quad (3.22)$$

où,

$$A = \frac{p_e r_e^2 - p_i r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.23)$$

$$B = \frac{r_i^2 r_e^2 (p_i - p_e)}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.24)$$

Les contraintes σ_r , σ_θ et σ_z sont les contraintes moyennes calculées au rayon équivalent r_m défini à l'équation (2.5).

Il est à noter que, dans le but d'étudier la distribution et l'évolution des contraintes interstitielles, il est important d'exprimer les équations d'élasticité en fonction des incréments des contraintes effectives.

Les incréments de contraintes radiale, circonférentielle, et axiale sont donnés par les équations suivantes :

$$\Delta\sigma_r = \frac{\Delta p r_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2) r^2} - \frac{\Delta p r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.25)$$

$$\Delta\sigma_\theta = -\frac{\Delta p r_i^2 r_e^2}{(r_e^2 - r_i^2) r^2} - \frac{\Delta p r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.26)$$

$$\Delta\sigma_z = -\frac{\Delta p r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.27)$$

où Δp est l'incrément de la pression interne et est égal à $p_i - p_e$.

On en déduit alors l'expression des incréments des contraintes effectives ainsi que la surpression interstitielle Δu :

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = \frac{\Delta p r_i^2 r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.28)$$

$$\Delta\sigma'_z = 0 \quad (3.29)$$

$$\Delta u = -\frac{\Delta p r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} \quad (3.30)$$

On remarque que la pression totale axiale est égale à la surpression interstitielle générée lors de l'expansion.

3.2.2 Comportement élastique parfaitement plastique-Critère de Tresca

On admet, ici, l'hypothèse de petites déformations.

L'expansion d'un cylindre creux se fait en plusieurs étapes. En effet, au début de l'essai, le comportement du sol suit la loi linéaire élastique jusqu'à ce que le critère de Tresca soit atteint à savoir lorsque $\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\theta = 2S_u$; où S_u est la résistance au cisaillement non drainée du sol étudié. Dès lors, la plastification commence au bord interne de la cavité et s'étend vers l'extérieur.

L'incrément de la pression interne p qui correspond à l'apparition de la plastification est définie :

$$\Delta p = S_u \left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \quad (3.31)$$

Tant que le rayon plastique r_p n'a pas atteint le rayon externe r_e , l'échantillon aura deux zones de comportement distinctes, à savoir une zone de comportement linéaire élastique et une zone de comportement élastique parfaitement plastique.

Le rayon plastique r_p s'écrit sous la forme :

$$r_p^2 = \frac{G}{S_u} \frac{\Delta V}{V} r_i^2 \quad (3.32)$$

G étant le module de résistance en cisaillement.

Cette équation peut s'écrire également ainsi :

$$r_p^2 = \frac{G}{S_u} [(r_i + y_{ri})^2 - r_i^2] \quad (3.33)$$

On va distinguer les deux zones de calculs :

- **La zone linéaire élastique : $r_p \leq r \leq r_e$**

Les contraintes totales s'écrivent :

$$\Delta\sigma_r = S_u \left(\frac{r_p^2}{r^2} - \frac{r_p^2}{r_e^2} \right) \quad (3.34)$$

$$\Delta\sigma_\theta = -S_u \left(\frac{r_p^2}{r^2} + \frac{r_p^2}{r_e^2} \right) \quad (3.35)$$

$$\Delta\sigma_z = -S_u \frac{r_p^2}{r_e^2} \quad (3.36)$$

Les contraintes effectives prennent la forme suivante :

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = S_u \frac{r_p^2}{r^2} \quad (3.37)$$

Et la surpression interstitielle est, ainsi, égale à :

$$u = -S_u \frac{r_p^2}{r_e^2} \quad (3.38)$$

Par conséquent, on peut dire que la surpression interstitielle a une valeur unique pour chaque pression interne p_i donnée dans la zone élastique.

- **La zone plastique : $r_i \leq r \leq r_p$**

Dans la zone plastique, les contraintes totales et la surpression interstitielle suivent la distribution suivante :

$$\Delta\sigma_r = 2S_u \ln\left(\frac{r_p}{r}\right) + S_u\left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \quad (3.39)$$

$$\Delta\sigma_\theta = 2S_u \ln\left(\frac{r_p}{r}\right) - S_u\left(1 + \frac{r_p^2}{r_e^2}\right) \quad (3.40)$$

$$\Delta\sigma_z = u = 2S_u \ln\left(\frac{r_p}{r}\right) - S_u \frac{r_p^2}{r_e^2} \quad (3.41)$$

Les contraintes effectives sont constantes dans la zone plastique :

$$\Delta\sigma'_r = -\Delta\sigma'_\theta = S_u \quad (3.42)$$

$$\Delta\sigma'_z = 0 \quad (3.43)$$

3.3 Consolidation autour d'une cavité cylindrique

La consolidation dans les sols saturés a fait l'objet de plusieurs études antérieures, qui se sont servies de différentes approches selon la nature du problème posé. En effet, ces approches se basent sur deux théories, à savoir la théorie non couplée de Terzaghi (1923) et Rendulic (1936), et la théorie couplée de Biot (1941). Dans le présent travail, on se limitera à détailler la première théorie puisque la théorie couplée se réduit à la première dans le cas de déplacements irrotationnels (cas de notre étude).

Cette théorie, non couplée, traite la variation des pressions interstitielles en supposant en tout point une contrainte totale moyenne constante dans le temps. L'équation pour l'eau interstitielle est, absolument, indépendante du comportement des contraintes totales dans le sol et s'écrit, alors, ainsi :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = C_r \nabla^2 u \quad (3.44)$$

où $C_r = \frac{Ek}{\gamma_w} \frac{(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)}$ est le coefficient de consolidation radiale, E étant le module élastique du sol étudiée, k étant le coefficient de perméabilité du sol, γ_w étant le poids volumique de l'eau interstitielle, et μ le coefficient de Poisson du squelette.

La méthode la plus commune pour résoudre l'équation (3.44) est la méthode des différences finies (Banerjee, 1970).

La distribution de la surpression interstitielle, ainsi retenue par la plupart des auteurs est celle due à l'expansion d'une cavité dans un sol élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca. Cette distribution prend la forme logarithmique décrite par le système d'équations suivantes (cf. **Figure 3.2**) :

$$u_0 = 2S_u L n \frac{r_p}{r}, r_i \leq r \leq r_p \quad (3.46)$$

$$u_0 = 0, r_p < r \quad (3.47)$$

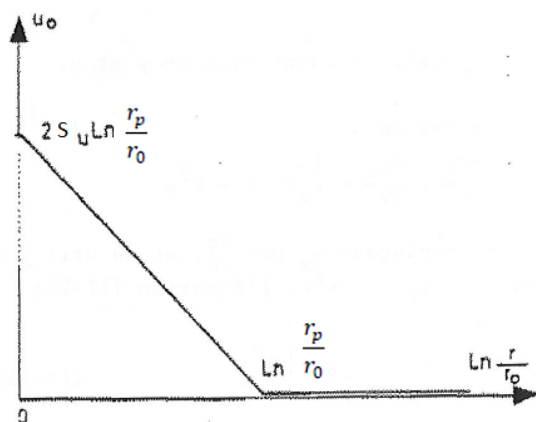


Figure 3.2: Distribution de la surpression initiale u_0 .

Nahra et Frank (1986) ont réalisé des essais expérimentaux dans le but de vérifier la démarche de Randolph et Wroth (1979) proposant une solution analytique de la consolidation linéaire et affirmant que la consolidation dans un sol écouissable autour d'une cavité cylindrique peut être approchée par cette solution. Les résultats ont montré que l'usage de la solution analytique de la consolidation linéaire autour d'une cavité cylindrique est applicable au cas d'une consolidation en modèle de «Cam-Clay modifié» et que la marge d'erreur reste négligeable.

Nahra et Frank(1986) ont aussi réalisé une étude numérique d'expansion cylindrique et de consolidation, par la méthode des éléments finis pour deux modèles de comportement du sol, à savoir le modèle élastique-parfaitement plastique avec le critère de Tresca et le modèle écouissable «Cam-Clay Modifié». Ils ont considéré un flux de l'eau purement radial, et ce, dans le but d'analyser l'influence de la perméabilité k sur les courbes d'expansion. Il s'est alors avéré que la loi de cisaillement non drainée n'est pas altérée par ce paramètre. Cependant, les courbes de surpressions interstitielles en fonction de la déformation sont nettement différentes. Par ailleurs, la détermination du coefficient de consolidation est perturbée par la perméabilité. En effet, le coefficient de consolidation calculé sera d'autant plus petit que la perméabilité est grande ou que l'expansion est lente. Cependant, l'erreur calculée ne dépasse pas l'ordre des erreurs rencontrées dans la pratique lors de la détermination du coefficient de consolidation et la solution analytique de la consolidation linéaire autour d'une cavité cylindrique demeure applicable. La vérification des résultats qui a été effectuée sur des calculs simples en comparant les résultats obtenus avec les solutions analytiques connues, s'est avérée satisfaisante.

Les auteurs estiment que le modèle du sol influe peu sur le processus de redistribution et de dissipation de la pression de l'eau interstitielle. Divers abaques basés sur les équations de la consolidation linéaire ont été proposés par plusieurs auteurs, à savoir Randolph et Wroth (1979), et Torstensson (1977), et ce, dans le but de mieux décrire la variation des surpressions interstitielles dans le temps au bord de la cavité et de déterminer les valeurs du facteur de temps, notamment T_{50} ou T_{90} , en fonction des surpressions générées durant l'expansion. En effet, T_{50} et T_{90} sont les facteurs de temps, respectivement, pour 50% et 90% de dissipation.

On définit le facteur de temps qui est un paramètre adimensionnel :

$$T = \frac{C_r t}{r_0^2} \quad (3.48)$$

Randolph et Wroth (1979) ont résolu l'équation (3.44) et ont proposé une solution $u(r,t)$ sous forme d'une somme infinie de fonctions cylindriques de Bessel, à savoir :

$$u = \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-\alpha_n^2 t} C_0(\lambda_n r) \quad (3.49)$$

Les courbes de consolidation ont été proposées sous forme de $\frac{u(r_0,t)}{s_u} = f\left(\ln\left(\frac{C_r t}{r_0^2}\right)\right)$ pour diverses valeurs de G/S_u . Il est à noter que les abaques montrent que, indépendamment de la valeur G/S_u , toutes les courbes passent par deux points communs à savoir $\frac{t}{t_{90}} = 0$ et $\frac{t}{t_{90}} = 1$, (cf. **Figure 3.3**).

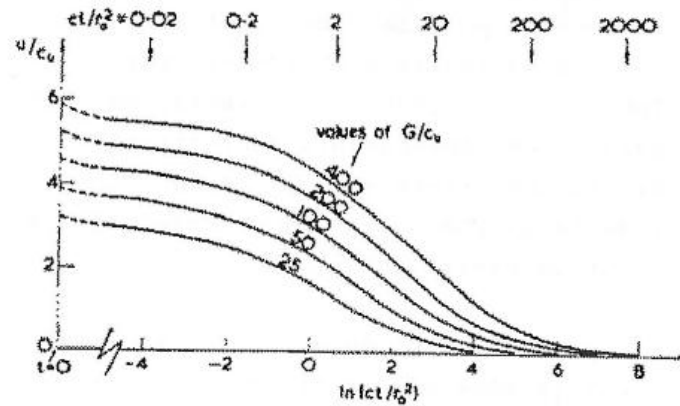


Figure 3.3: Variation des surpressions interstitielles au bord de la cavité avec le temps, d'après Randolph et Wroth (1979).

Torstensson (1977), quant à lui, a résolu l'équation (3.44) en se basant sur la méthode des différences finies et présente ses résultats sous la forme $\frac{u(r_0, t)}{u_{max}} = f(\ln(\frac{Cr t}{r_0^2}))$ pour plusieurs valeurs d' E/S_u , dans le cas d'une cavité sphérique et cylindrique tel qu'illustré dans la figure 3.4.

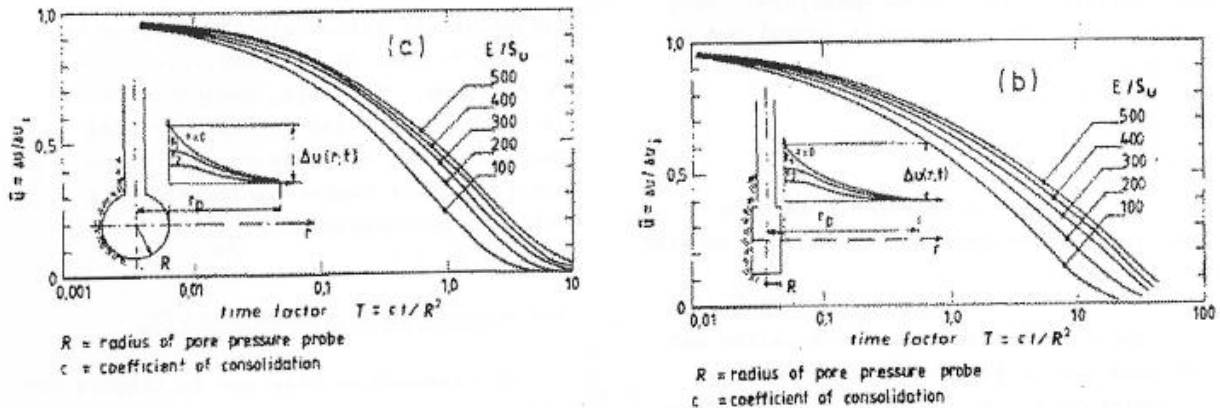


Figure 3.4: Variation des surpressions interstitielles au bord de la cavité a) sphérique b) cylindrique, selon Torstensson (1977).

3.4 Obtention de la fonction de cisaillement

Dans cette partie, on va aborder deux procédures qui permettent de tracer la courbe contrainte-déformation à partir de la courbe d'expansion d'un cylindre creux, et ce, dans le but de déterminer le module de cisaillement G et la cohésion non drainée S_u du sol. La première procédure nécessite d'assumer les valeurs des propriétés du sol élastique parfaitement plastique, alors que la seconde ne nécessite aucune connaissance préalable des propriétés constitutives du sol.

3.4.1 Cas d'un sol élasto-plastique

En se basant sur la théorie de Baguelin et al. (1973) appropriée au domaine infini, Juran et Bensaid (1987) ont développé une démarche théorique qui permet de dériver la courbe d'expansion afin de déterminer les paramètres G et S_u d'un sol élastique parfaitement plastique. Cette démarche s'applique au cas d'un sol isotrope, homogène, élasto-plastique en conditions non-drainées et en déformation plane.

La contrainte de cisaillement dans cette démarche a été nommée «contrainte de cisaillement apparente τ_{app} », et ce, dans le but de la différencier de la contrainte de cisaillement réelle τ . Cette approximation de la courbe contrainte-déformation est loin d'être plausible, mais permet tout de même d'obtenir des valeurs de G et S_u d'un sol élastique parfaitement plastique.

Comme expliqué dans le chapitre sur la distribution des contraintes, et vu que le sol élastique parfaitement plastique connaît deux phases de comportements lors d'une expansion, l'équation de la contrainte de cisaillement apparente durant la phase élastique prend la forme :

$$\tau_{app} = 2G\varepsilon_r \left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \quad (3.50)$$

Et durant la phase plastique :

$$\tau_{app} = S_u \left(1 - 2\varepsilon_r \frac{G}{c_u} \frac{r_i^2}{r_e^2} \right) = S_u \left(1 - \frac{r_p^2}{r_e^2} \right) \quad (3.51)$$

Les équations (3.50) et (3.51) définissent la courbe $\tau_{app} = f(\varepsilon_r)$ de la figure 3.5. Cette courbe démontre que l'on peut déduire graphiquement les valeurs de G et de S_u dans le cas d'un sol élastique parfaitement plastique. Cependant, cette hypothèse reste idéalisée vu que le comportement du sol est loin de suivre cette loi de comportement.

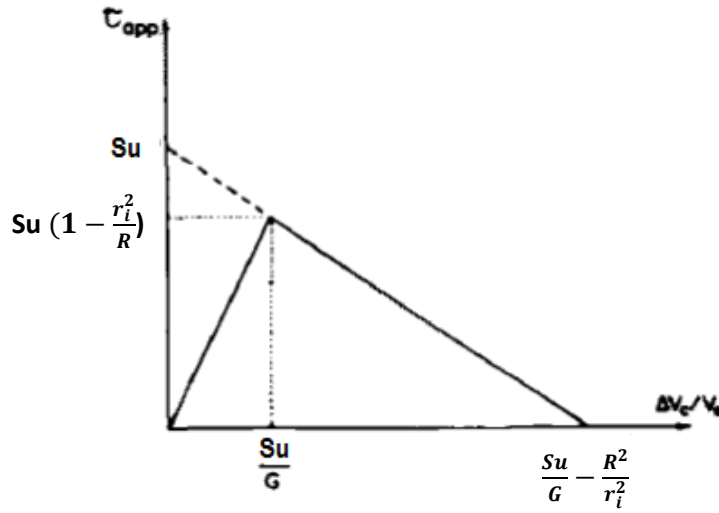


Figure 3.5: Fonction de cisaillement apparente, selon Juran et Bensaid (1987).

3.4.2 Cas général : Silvestri (1998) basé sur Nadai (1950)

Cette démarche s'applique aux grandes déformations, petites déformations et déformations naturelles, sans hypothèse requise vis-à-vis les lois constitutives du matériau étudié.

D'après l'équation d'équilibre, on peut écrire :

$$r' \frac{d\sigma_r}{dr'} = \sigma_\theta - \sigma_r = 2\tau \quad (3.52)$$

où, r' est le rayon après expansion, σ_r la contrainte radiale et τ est la contrainte de cisaillement principale.

On peut noter alors que :

$$\sigma_r = -2 \int_{r'}^{r_e} \frac{\tau dr'}{r'} \quad (3.53)$$

En définissant γ comme étant la déformation angulaire principale :

$$\gamma = \ln\left(\frac{r'^2}{r^2}\right) \quad (3.54)$$

On écrit la contrainte radiale:

$$\sigma_r = - \int_{\gamma_{re}}^{\gamma} \frac{\tau d\gamma}{(e^\gamma - 1)} \quad (3.55)$$

Et la pression interne p_i :

$$p_i = \int_{\gamma_{re}}^{\gamma_{ri}} \frac{\tau d\gamma}{(e^\gamma - 1)} \quad (3.56)$$

En dérivant cette équation, on obtient la fonction de cisaillement :

$$\tau_{ri} = q(q - 1) \frac{dp}{dq} + \frac{q}{1 - \beta + \beta q} \tau_{re} \quad (3.57)$$

sachant que τ_{ri} et τ_{re} sont les contraintes de cisaillement interne et externe, respectivement, et q et β sont définis ainsi :

$$q = \frac{r_i'^2}{r_i^2} \quad (3.58)$$

$$\beta = \frac{r_i^2}{r_e^2} \quad (3.59)$$

où r_i' est le rayon interne après déformations.

L'équation (3.57) peut être aussi appliquée dans le domaine infini. Dans ce cas, on obtient la même équation développée par Baguelin et al. (1972), Ladanyi (1972) et Palmer (1972), qui serait applicable pour une expansion plane non-drainée d'un pressiomètre dans un sol argileux.

Pour conclure, la théorie de Silvestri (1998) démontre que l'allure de la courbe contrainte-déformation est dépendante de la géométrie du cylindre creux.

CHAPITRE 4

LES ESSAIS EXPÉRIMENTAUX

Les essais d'expansion ont fait l'objet de plusieurs recherches, surtout dans le milieu infini, puisque ceux-ci sont utilisés pour simuler les essais pressiométriques in-situ. Peu à peu, l'apparition du cylindre creux en expansion a vu le jour suite aux essais effectués à charge contrôlée ou à déplacement contrôlé par Ali (1987), et Anderson et al. (1987) et (1988). Ces auteurs ont effectué des essais sur des argiles normalement consolidées. Les rayons, interne et externe de l'échantillon ont été choisis de 1.25 et 7.5 cm respectivement, de telle sorte à mieux simuler l'essai pressiométrique. Par ailleurs, le drainage a été permis au bord extérieur du cylindre creux durant l'essai.

Les résultats de ces essais ont été interprétés selon les théories des milieux infinis. La pression interstitielle a été mesurée à l'aide d'aiguilles enfoncées verticalement dans l'échantillon à des distances de 3 et 5.5 cm du bord interne de la cavité.

Lors des essais à charge contrôlée, les incréments furent de 10 et 30 kPa avec une attente variant de 15 secondes à 2 minutes entre chaque incrément. Quant à la vitesse d'expansion des essais à déplacement contrôlé, celle-ci a varié entre 0.2%/min et 4%/min.

Les résultats démontrèrent que, même pour un temps d'arrêt inférieur à 30 secondes la pression interstitielle subit une dissipation due, au phénomène de fluage et à une consolidation locale autour de la cavité, selon les comparaisons effectuées avec le programme numérique d'éléments finis.

4.1 Essais de Juran et BenSaid (1987)

Dans cette étude, les échantillons ont été choisis de telle sorte que les rayons interne et externe soient respectivement de 1 et 5 cm. La cellule est dotée d'un équipement permettant l'application de trois contraintes indépendantes, à savoir la contrainte axiale σ_a , la pression radiale de la cavité σ_c et la contrainte de confinement radiale σ_r . La cellule est équipée de trois pierres poreuses installées en bas de la cellule à 16, 30 et 44 mm du centre du cylindre (**Figure 4.1**). Plusieurs essais ont été effectués avant de sélectionner le rapport H/D optimal qui fut de 1,4.

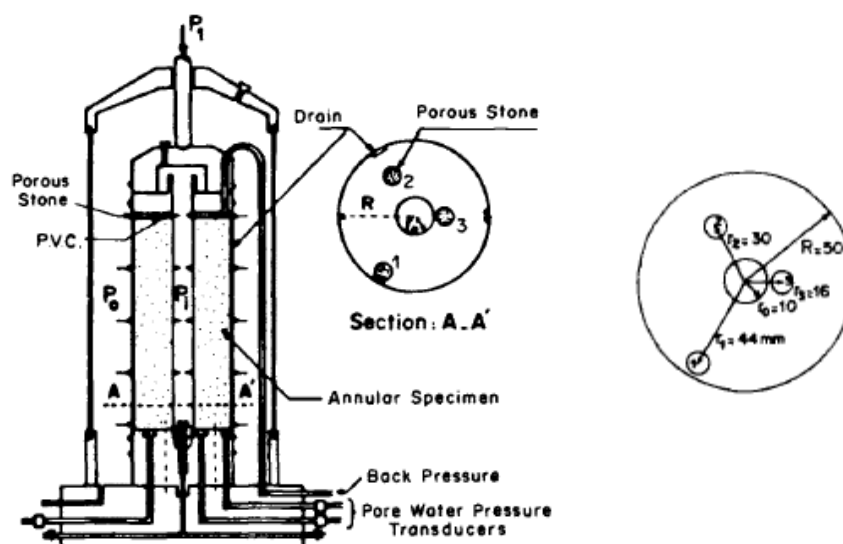


Figure 4.1: L'équipement de l'essai d'expansion par Juran et Bensaid (1987).

Le sol étudié est une argile silteuse dont la plasticité est faible, avec un indice de plasticité $I_p = 14\%$. Afin de préparer des échantillons saturés, avec des propriétés homogènes, et normalement consolidés, quelques démarches doivent être respectées. Il faut consolider les échantillons sous une pression de 100 ou 150 kPa selon l'essai. Ensuite, l'échantillon est placé dans la cellule entre les membranes, interne et externe, avant de n'être saturé et reconsolidé isotropiquement, où $\sigma_a = \sigma_r = \sigma_c = p_0$. Enfin, l'essai d'expansion non drainé à charge contrôlée est lancé avec un incrément de pression de 20 kPa et un temps de chargement de 120s. Les contraintes axiales et radiales sont gardées constantes durant l'essai. La figure 4.2 illustre la forme typique des échantillons après la rupture lors des essais menés par Juran et Bensaid (1987).

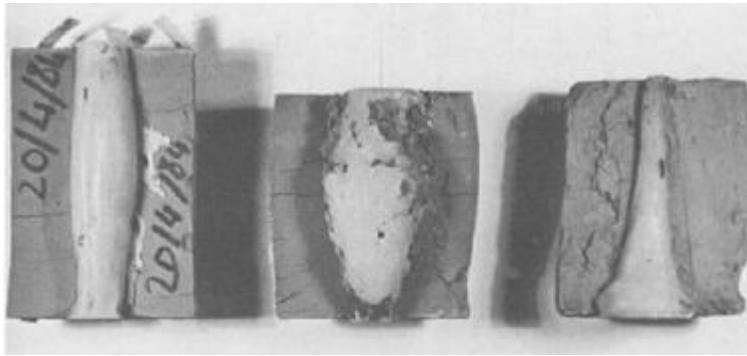


Figure 4.2: Échantillons de cavités en expansion avant et après la rupture, d'après Juran et Bensaid(1987).

La figure 4.3 illustre des résultats typiques que l'on a obtenus lors d'un essai d'expansion non drainé. On a, ici, la courbe d'expansion ainsi que les courbes de la surpression interstitielle.

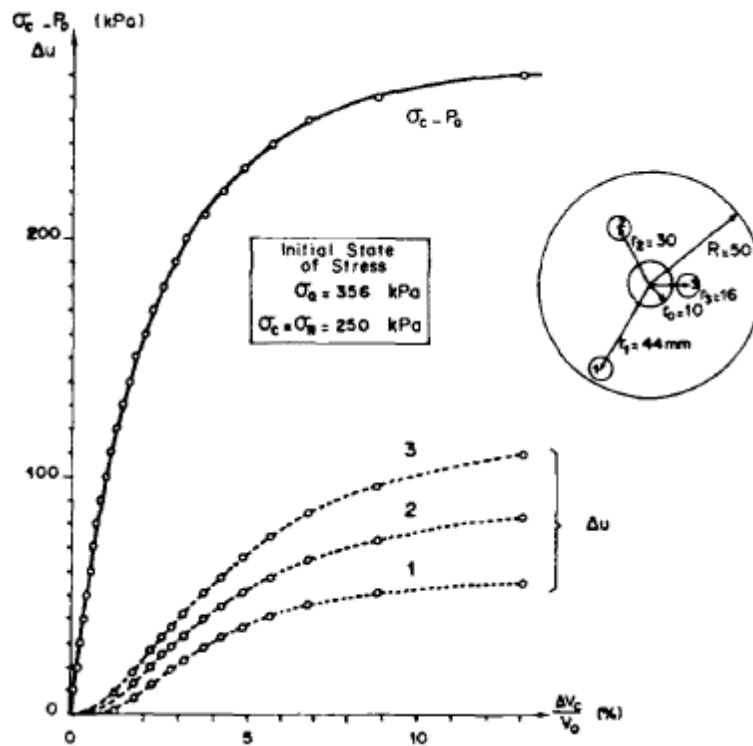


Figure 4.3: Courbe contrainte-déformation par Juran et Bensaid(1987).

Les mesures des pressions interstitielles ont servi à déterminer le coefficient de Henkel α et à tracer les cheminements des contraintes effectives dans le plan (p' - q'). Les contraintes totales radiales et tangentielles ont été calculées en considérant un comportement du sol élastique parfaitement plastique avec le critère de Tresca.

La consolidation a été réalisée sous une pression σ_c constante. En analysant la dissipation de la pression interstitielle, et en utilisant l'équation de Terzaghi, le coefficient de consolidation radial C_r et la perméabilité radiale ont été déterminés expérimentalement (cf. équation 3.44).

La méthode standard a tendance à surestimer le gradient de la pression d'eau initiale et ainsi surestimer la valeur du coefficient de consolidation au bord interne de la cavité.

4.2 Essais de Dakpo (1993) et Abba (1993)

L'équipement complet est constitué de divers outils pour le taillage des cylindres creux, une cellule triaxiale, dont le modèle est celui de Bishop et Wesley(1975) modifié, quatre contrôleurs de pression-volume du type G.D.S. et un micro-ordinateur pour les instructions (cf. **Figure 4.5**).

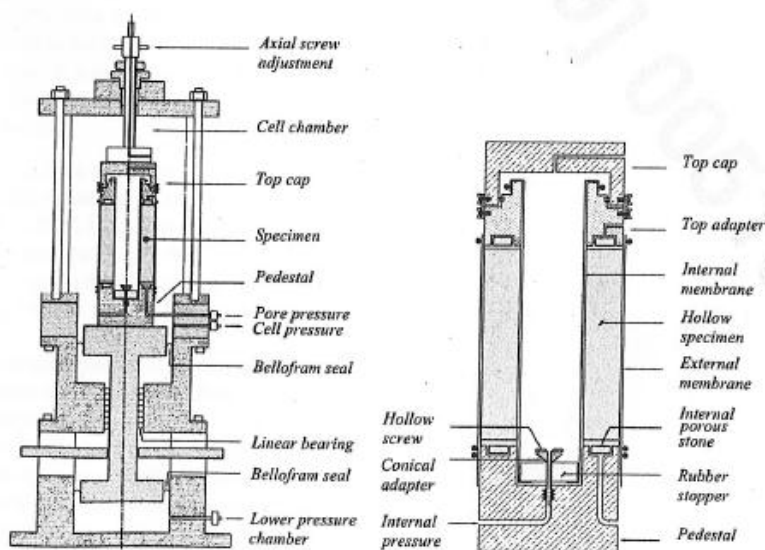


Figure 4.5: La cellule de Bishop et Wesley(1975).

L'étude porta sur les argiles saturées de St-Hilaire. Les sols de ce site sont des dépôts marins de la mer de Champlain. Les caractéristiques géotechniques de cette argile ont fait l'objet de plusieurs études au sein du laboratoire géotechnique de l'École Polytechnique de Montréal et sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Tableau 4.1: Les caractéristiques de l'argile de St-Hilaire, selon Abba(1993).

Limite de liquidité (WL)	53.6%
Limite de plasticité (WP)	23.4%
Teneur en eau naturelle(W)	75.7%
Indice de plasticité (IP)	30.3%
Poids spécifique des grains(Dv)	2.74
Densité relative(γ)	15.1 kN/m ³
Indice des vides(e_0)	2.17
Indice de recompression(C_r)	0.029
Indice de compression(C_c)	2.348
Coefficient de consolidation (Bishop)(C_v)	$1.52 \cdot 10^{-5}$ cm ² /sec
Contrainte de préconsolidation (σ'_p)	59kPa
Degré de surconsolidation (OCR)	1.88
Résistance au cisaillement intact-Cône suédois ($C_{u \text{ int}}$)	16.5 kPa
Résistance au cisaillement remaniée-Cône suédois ($C_{u \text{ rem}}$)	0.67 kPa
Résistance au cisaillement -Compression simple ($C_u=q_u/2$)	21.16 kPa
Angle de frottement effectif-Triaxial CIU (ϕ')	33°

Les échantillons ont été taillés avec le principe de l'électro-osmose. Cette méthode consiste à faire passer un courant électrique entre la borne positive au centre de l'échantillon et la borne négative liée à l'élément coupant. Celui-ci attire, ainsi, les ions positifs des molécules d'eau, ce qui le fait glisser facilement.

L'échantillon cylindrique creux a un diamètre externe de 10cm, une épaisseur de 2.5 cm et une hauteur de 10 cm. Des bandes de papier filtre de 5 mm ont été placées autour de l'échantillon pour optimiser le drainage latéral lors de la phase de consolidation initiale. L'échantillon a été recouvert des membranes intérieure et extérieure et les pierres poreuses ont permis la mesure de la pression de l'eau (cf. Figure 4.5).

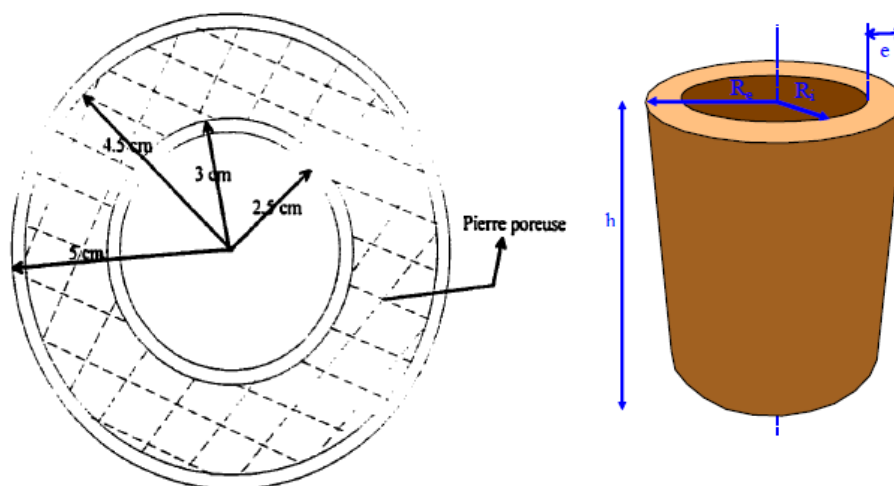


Figure 4.5: Géométrie de l'échantillon utilisé par Abba (1993).

La saturation du sol a été faite par contre-pression. Les membranes interne et externe appliquaient la même pression variant jusqu'à ce que le coefficient de Skempton B atteigne la valeur 1, avec $B = \Delta u / \Delta \sigma$. Dès lors, l'échantillon était consolidé isotropiquement jusqu'à ce que $\sigma_a = \sigma_r = \sigma_\theta = p_0$, où, σ_a est la contrainte axiale, σ_r est la contrainte radiale, σ_θ est la contrainte tangentielle et p_0 est la contrainte de pré-consolidation.

Le cisaillement du specimen a été effectué en augmentant la pression interne p_i et en gardant la pression externe p_e constante, les deux pressions étant égales au début de l'essai. La variation de la pression interstitielle et les volumes d'eau entrant et sortant ont été calculés tout au long de l'essai.

Les pressions de confinement furent de 5, 30, 60, 80, et 100 kPa, ce qui signifie que les essais ont eu lieu dans les domaines normalement consolidé et surconsolidé. Il est à noter que chaque essai a été répété trois fois. La durée de chaque essai s'étalait de 2 à 3 heures avec un incrément de déformation volumétrique variant de 0.081 à 0.054%/min.

Abba (1993), dans son étude, a considéré deux comportements du sol, à savoir un comportement linéaire élastique et un comportement élastique parfaitement plastique. La rupture est supposée atteinte lorsque l'expansion atteint la pression limite. Cette définition de la rupture est inexacte mais a donné une bonne approximation dans le calcul de la résistance à la traction variant entre

10 kPa et 14 kPa. En effet, la résistance à la traction correspond à la contrainte tangentielle σ_θ générée au rayon r_m au moment de la rupture.

Le critère de rupture de l'argile de St-Hilaire suit celui de Griffith et le passage de la zone de traction à la zone de compression est discontinu.

Les courbes d'expansion (cf. paragraphe 7.4) ont été tracées à partir des résultats des essais expérimentaux effectués par Abba (1993), et ce en se basant sur la théorie de Silvestri (1998) issue de Nadai (1950).(cf. au paragraphe 3.3.2)

Le tableau suivant récapitule les résistances au cisaillement ainsi que les modules de cisaillement de l'argile de Saint-Hilaire pour différentes contraintes de consolidation trouvés par Abba (1993).

Tableau 4.2: Les paramètres non drainés de la résistance au cisaillement

Pression de consolidation			
p_i (kPa)	S_u (kPa)	S_u/G	G (kPa)
5	15,00	0,00885	1695
30	16,61	0,00528	3146
40	17,54	0,00765	2293
60	21,76	0,00656	3317
80	29,63	0,00693	4276
100	32,90	0,00584	5634

Ces valeurs vont être utilisées lors de la partie modélisation qui sera détaillée au chapitre 6.

CHAPITRE 5

SOL ÉCROUISSABLE, MODÈLE DE CAM-CLAY MODIFIÉ

La littérature montre que plusieurs auteurs admettent que le sol suit un comportement élastique-parfaitement plastique vu qu'une solution analytique existe depuis longtemps, cependant, cette loi de comportement a quelques points faibles à souligner.

En effet, lors de l'analyse de l'expansion d'une cavité dans le domaine élasto-plastique, les déformations plastiques sont négligées, ce qui fausse les valeurs des contraintes obtenues, et la variation de la rigidité du sol en fonction de l'histoire des contraintes n'est pas prise en compte.

Il est, alors, plus adéquat de supposer un sol dont le comportement est élastique-plastique écrouissable, à savoir, dont le comportement suit le modèle de Cam-Clay Modifié. Ce modèle est supposé améliorer les résultats en corrigeant les problèmes cités auparavant. De plus, il est à noter que cette loi de comportement apporte trois avantages puisqu'elle tient compte du comportement non linéaire du sol, considère l'histoire de chargement du sol par la contrainte de préconsolidation, et qu'aucune restriction n'est supposée vis-à-vis la contrainte effective moyenne.

Ce modèle a été développé dans un premier temps à l'Université de Cambridge par Roscoe et al. (1963). Cette première version du modèle de Cam-Clay a été améliorée par Burland en 1965 pour donner ensuite la version du modèle de Cam-Clay révisé en 1967.

Tout comme la version originale, les versions modifiée et révisée-modifiée de ce modèle reposent sur les concepts d'état limite et d'état critique, dans lesquels l'évolution des déformations est analysée en termes de transfert d'énergie dont la dissipation se fait par frottement. Les déformations se composent de déformations volumiques réversibles et irréversibles et de déformations de cisaillement irréversibles.

Dans l'espace des contraintes, le domaine de comportement élastique du milieu est limité par une surface D (correspondant au seuil de plasticité du cas unidimensionnel) définie par $f(\sigma)=0, \forall \sigma \in D$. Cette relation, qui exprime un critère de plasticité, doit être vérifiée indépendamment du repère choisi. Elle ne peut donc dépendre que des seuls invariants du tenseur des contraintes.

En particulier, la frontière du domaine d'élasticité peut être exprimée dans l'espace \mathbf{R}^3 des seules contraintes principales. Dans l'hypothèse d'un matériau isotrope, le graphe de $f(\sigma)$ admet dans cet espace les trois plans bissecteurs comme plans de symétrie, et donc l'axe (1,1,1) ou trissectrice comme axe de symétrie ternaire. De même, le graphe de $f(\sigma)$ dans le plan du déviateur (plan orthogonal à la trissectrice des axes à l'origine) admet comme axes de symétrie les projections des axes du repère dans ce même plan (Figure 5.1).

Enfin, la trace de $f(\sigma)$ dans chacun des trois plans du repère admet pour axe de symétrie la bissectrice des deux axes contenus dans ce plan.

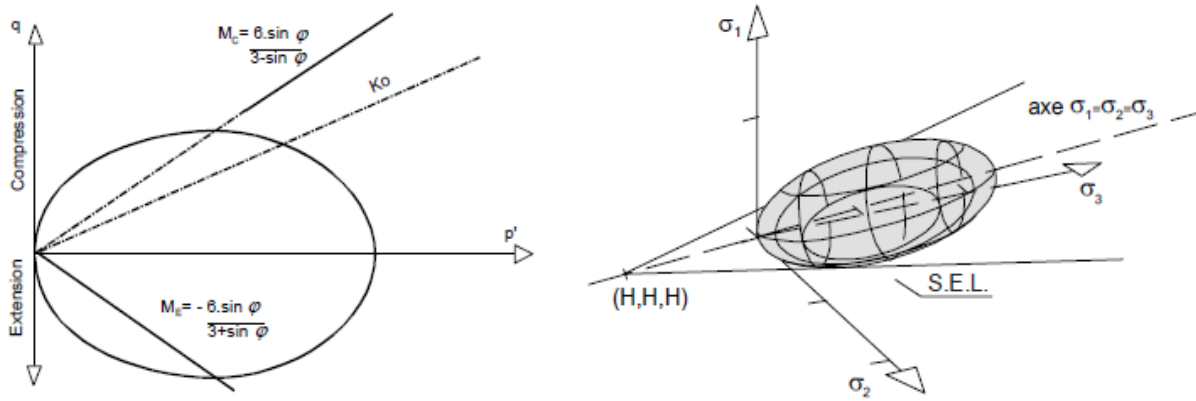


Figure 5.1: Modèle Cam Clay dans le plan (p', q) et dans l'espace des contraintes principales, Nassreddine (2002)

Les travaux de l'université de Cambridge (Roscoe *et al.*, 1958) et de l'université Laval à Québec (Tavenas et Leroueil, 1979) ont permis de préciser la forme de la surface de charge ou Courbe d'État Limite dans le plan (p', q) . Cette forme décrit le système d'équations suivant (Figure 5.4):

$$p' = \frac{\sigma'_r + \sigma'_\theta + \sigma'_z}{3} \quad (5.1)$$

$$q = q' = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma'_r - \sigma'_\theta)^2 + (\sigma'_\theta - \sigma'_z)^2 + (\sigma'_z - \sigma'_r)^2]} \quad (5.2)$$

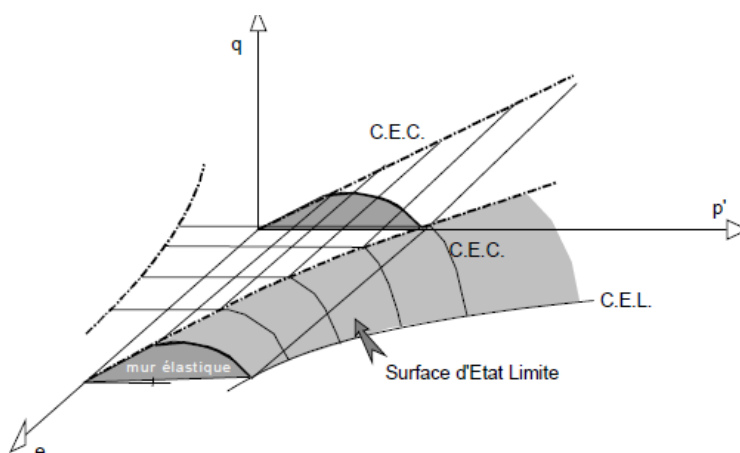


Figure 5.2: Surface d'État Limite, Nassreddine (2002).

La Courbe d'Etat Critique (CEC) donne le bord supérieur de la Surface d'État Limite. Sur cette courbe (Figure 5.2), les échantillons ont un comportement de type stable, c'est-à-dire que quelle que soit l'augmentation de la déformation, l'état (e, p', q) n'est pas modifié. Ce seuil est matérialisé dans le plan (p', q) , par la Courbe d'État Limite qui a pour fonction $f(p', q) = 0$ (figure 5.4).

A l'intérieur de la Surface d'État Limite (SEL), les échantillons présentent un comportement surconsolidé et les résultats placés à l'extérieur de cette courbe proviennent d'échantillons normalement consolidés (**figure 5.5**). Les matériaux se trouvant à l'intérieur de la surface d'état limite mais au-dessus de la courbe d'état critique C.E.C. sont dans un état instable.

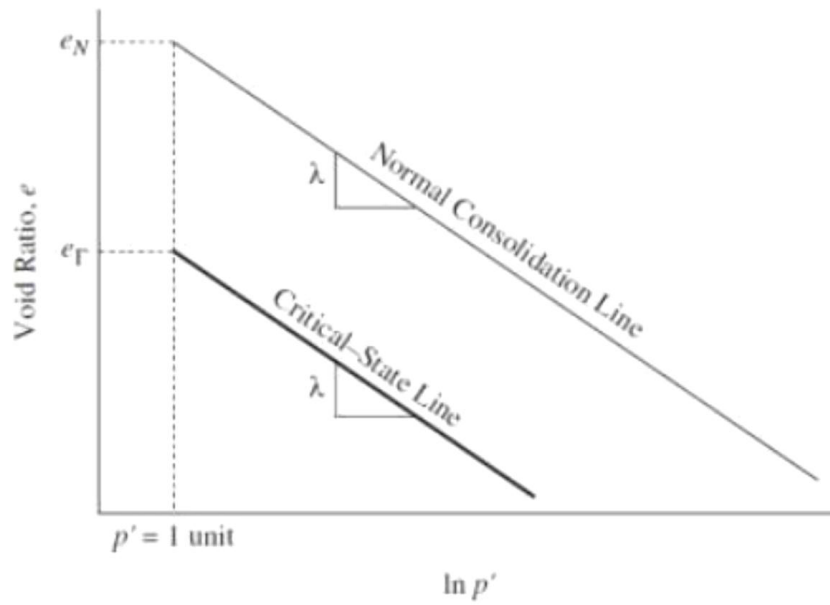


Figure 5.3: Projection de la surface de charge dans le plan $(e, \ln p')$, selon Helwany (2007).

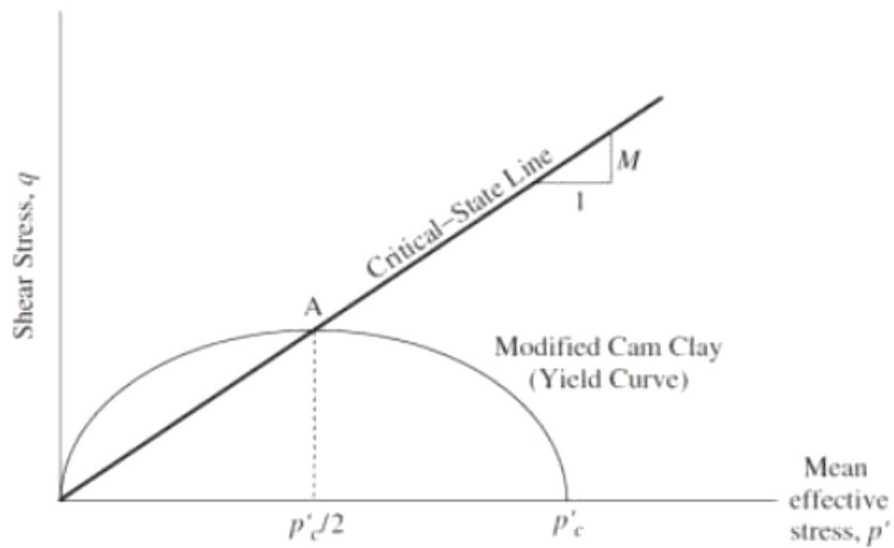


Figure 5.4: Projection de la surface de charge dans le plan (p', q) , selon Helwany (2007).

Il est à noter que la Courbe d'État Limite est souvent représentée par ses projections sur les plans $(e, \ln p')$ et (p', q) . Les équations de projections sur les deux plans sont (Figure 5.3):

$$e = e_\lambda - \lambda \ln \frac{p'}{p'_1} \quad (5.3)$$

$$q^2 + M^2 p'^2 = M^2 p' p'_c \quad (5.4)$$

e étant l'indice des vides, e_λ étant l'origine de la courbe de consolidation vierge, λ étant la pente de la courbe de consolidation vierge, p'_1 la contrainte de référence pour définir l'origine de la courbe de consolidation vierge, M la pente de la C.E.C dans le plan (p', q) et p'_c est la contrainte de préconsolidation effective.

Il est à noter que la pente M de la Courbe d'État Critique dans le plan (p', q) est dépendante de l'angle de frottement effectif ϕ' du sol étudié et est égale à $\frac{6 \sin \phi'}{3 - \sin \phi'}$. Cependant la valeur de M peut être assumée égale à $\sin \phi'$ dans le cas d'une déformation plane ayant une rupture selon le critère de Mohr-Coulomb et à $\sqrt{3} \sin \phi'$ dans le cas d'une rupture selon le critère de Von-Mises.

Le paramètre $\lambda = \frac{-\Delta v_0}{\Delta \ln p'_0} = \frac{-\Delta e}{\Delta \ln p'_0}$ qui correspond à la pente de la courbe de consolidation vierge est, souvent, déterminé expérimentalement à partir de la courbe de la consolidation obtenu à partir de l'essai triaxial standard puisque λ est égale à l'indice de compression C_c .

La contrainte de préconsolidation effective p'_c , quant à elle, sert à déterminer la taille de la surface initiale et est égale à :

$$p'_c = p'_{max} \left[\frac{q_{max}}{(M p'_{max})^2} + 1 \right] \quad (5.5)$$

où p'_{max} et q_{max} correspondent aux valeurs maximales atteintes par p' et q , respectivement, durant toute l'histoire du sol.

Lors du déchargement, le comportement élastique du sol étudié est représenté par la courbe de gonflement décrite par l'équation suivante :

$$e = e_{\kappa} - \kappa \ln \frac{p'}{p'_1} \quad (5.6)$$

e_{κ} étant la valeur de référence de e qui correspond, sur la ligne de déchargement, à la valeur de référence p'_1 , et κ est la pente de la courbe de gonflement dans le plan $(e, \ln p')$.

L'équation (5.4) décrit une famille d'ellipses, ayant toutes la même forme, passant toutes par l'origine, et ayant toutes des dimensions contrôlées par la pression de consolidation isotrope p'_0 . Le cheminement de contrainte effective (ESP) commence à $p' = p'_0$ à la ligne de consolidation et se prolonge jusqu'à $p' = p'_u = 2^{-\Lambda} p'_0$ à la ligne d'état critique. Le cheminement de contrainte qui y correspond dans le plan (p', q) est illustré à la **figure 5.4**. Le déviateur à la rupture s'écrit alors :

$$q'_u = Mp'_u = 2^{-\Lambda} Mp'_0 \quad (5.7)$$

Λ étant égal à $(\lambda - \kappa)/\lambda$ et p'_0 étant l'état de contraintes effectives initiales

À l'intérieur de cette ellipse, appelée surface d'écoulement initiale, le comportement du sol est élastique. Ce comportement est caractérisé par le module de déformation volumique K et le module de cisaillement G définis, respectivement, ainsi :

$$K = \frac{\vartheta p'}{\kappa} \quad (5.8)$$

$$G = \frac{3 \left(\frac{\vartheta p'}{\kappa} \right) (1 - 2\mu')}{2(1 - \mu')} \quad (5.9)$$

μ' étant le coefficient de Poisson effectif et $\vartheta = 1 + e$.

Il est à noter qu'en dépit de l'invariance du coefficient de Poisson μ' , les valeurs de K et G peuvent varier lors de l'essai, et ce en fonction de la pression effective p' , ce qui illustre la non-linéarité du comportement dans la zone élastique.

Les valeurs initiales de K et G sont, alors, égales à :

$$K = \frac{\vartheta_0 p'_0}{\kappa} \quad (5.10)$$

$$G = \frac{3 \left(\frac{\vartheta_0 p'_0}{\kappa} \right) (1 - 2\mu')}{2(1 - \mu')} \quad (5.11)$$

$$\vartheta_0 = \vartheta_\kappa - \lambda \ln \frac{p'_c}{p'_1} + \kappa \ln \frac{p'_c}{p'_0} \quad (5.12)$$

L'état initial des contraintes d'une argile surconsolidée se trouve à l'intérieur de la surface d'écoulement initial. Ceci correspond sur le plan $(e, \ln p')$ à un point sur la ligne de déchargement.

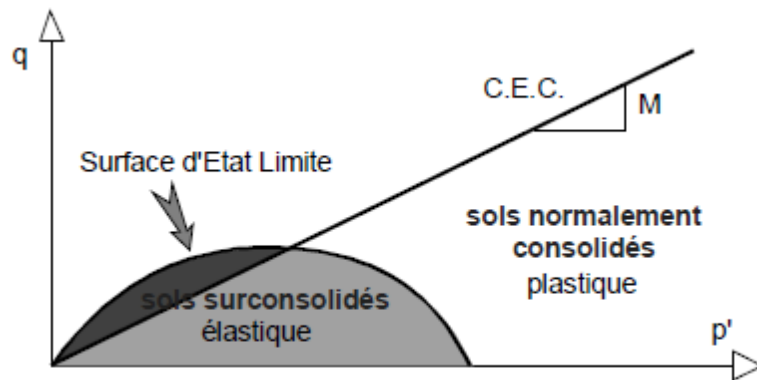


Figure 5.5: Comportements élastique et plastique des sols dans le modèle de Cam Clay.

Le comportement du sol devient plastique dès lors que l'ESP traverse la surface d'écoulement initial. La forme du cheminement a été définie par Wood (1990):

$$\frac{p'_i}{p'} = \left(\frac{M^2 + \eta^2}{M^2 + \eta_i^2} \right)^\Lambda \quad (5.13)$$

η étant le rapport des contraintes égal à $\frac{q}{p'}$, et η_i et p'_i étant, respectivement, les valeurs de η et p' à la surface d'écoulement initial.

Silvestri et Abou-Samra (2008) ont préféré utiliser les formes les plus ``appropriées`` des variables t' et s' à la place de q et p' dans le cas d'une déformation plane, où $t' = t = \frac{q}{\sqrt{3}} = (\sigma'_r - \sigma'_\theta)/2$ et $s' = p' = (\sigma'_r + \sigma'_\theta)/2$, et M devient égal à $\sin\phi'$.

Dans ce cas, l'expression de la déformation γ pour un coefficient de Poisson effectif μ' constant est :

$$\begin{aligned} \gamma = & \frac{2\kappa(1 + \mu')}{3\nu_0(1 - 2\mu')} \left\{ \left(\frac{t}{s'M} \right) (1 - 2\Lambda) + 2\Lambda \tan^{-1} \left(\frac{t}{s'M} \right) \right\} \\ & + \frac{2\kappa\Lambda}{\nu_0 M} \left\{ \tanh^{-1} \left(\frac{t}{s'M} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{t}{s'M} \right) \right\} \end{aligned} \quad (5.14)$$

Le premier terme de cette équation représente la phase élastique de la déformation et le deuxième terme, quant à lui, représente la phase plastique. La déformation élastique dépend visiblement du coefficient de Poisson μ' et la déformation plastique s'accroît jusqu'à atteindre l'infini lorsque $t=t_u$.

CHAPITRE 6

SIMULATIONS NUMÉRIQUES

La présente étude vise à faire la simulation numérique d'un essai d'expansion au cylindre creux portant sur l'argile saturée de Saint-Hilaire en admettant un comportement du sol qui suit le modèle de Cam-Clay. Cette simulation numérique a été réalisée dans le domaine non-drainé en variant le coefficient de consolidation C_v , et ce, dans le but de comparer l'évolution et la distribution des contraintes et des pressions interstitielles durant l'essai. Les propriétés du matériau et les dimensions des échantillons seront identiques à ceux testés expérimentalement par Abba (1993).

Cette analyse numérique a été réalisée à l'aide de l'outil des différences finies FLAC (Fast Lagrangian Analysis of Continua) dans sa version 6.0 bidimensionnelle conçue et commercialisée par ITASCA en 2007.

Dans le présent chapitre, on va présenter le programme de calcul, ainsi que la procédure menée pour la réalisation de cette analyse numérique. L'analyse a été réalisée dans un premier temps sans prendre en considération le blocage des déplacements radiaux aux bords supérieur et inférieur de l'échantillon, souvent causé par la présence de la pierre poreuse lors de la réalisation de cet essai en laboratoire. Par la suite, une série d'essais numérique a été effectuée afin d'étudier l'effet des pierres poreuses sur les résultats.

6.1 Présentation de l'outil d'analyse numérique FLAC 2D

FLAC est un programme de différences finies qui a été conçu principalement pour traiter les différents problèmes dans le domaine de la géotechnique et des mines. En effet, la méthode des différences finies est l'une des plus anciennes méthodes de résolution numérique d'équations différentielles. Il est à noter que la solution est unique pour des conditions initiales et des conditions limites données. ITASCA se base sur l'approche de Wilkins (1964) dans l'élaboration de FLAC. Cette approche permet de formuler des équations de différences finies pour des

éléments quelconques, ce qui la rend aussi performante que la méthode des éléments finis. Dans la méthode des différences finies, toute dérivée du système d'équations est directement discrétisée, et les variations définies aux points de discrétisation ne nécessitent pas de fonction de formes contrairement à la méthode des éléments finis.

Le code FLAC utilise des éléments lagrangiens, dont la géométrie est réactualisée à chaque pas de temps, ce qui permet de traiter les problèmes en grands déplacements sans algorithme supplémentaire.

De plus, le code se distingue par son schéma de résolution explicite. Les procédures numériques de résolution de cette méthode ont fait l'objet de l'étude de Marti et Cundall (1983). L'origine de la méthode de la résolution explicite s'inspire du principe de la propagation et de la dissipation de l'énergie cinétique au sein d'un corps déformable en mouvement, en considérant les équations de la dynamique du mouvement. La figure 6.1 illustre le rôle de ces équations dans la séquence de calculs pendant un pas de temps Δt .

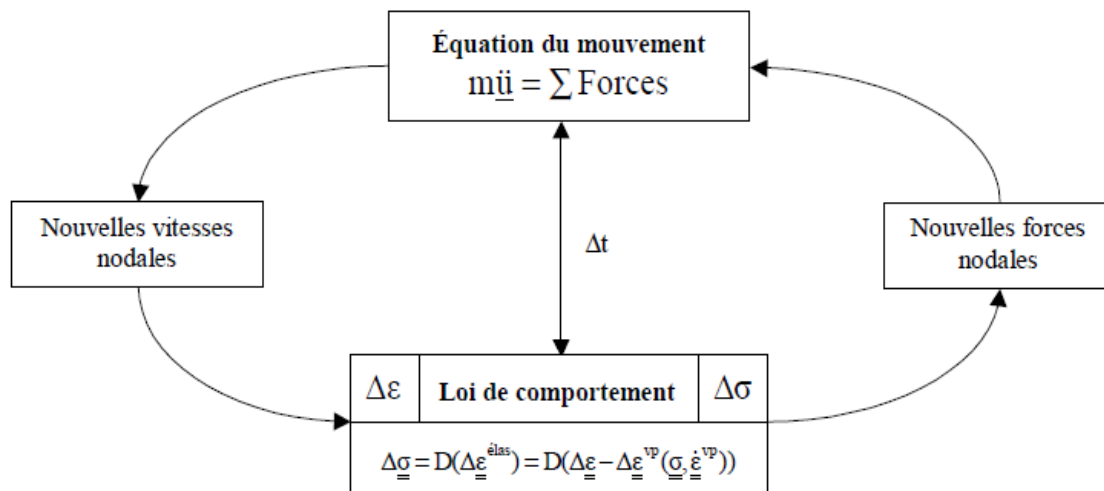


Figure 6.1: Séquence de calcul FLAC pour un pas de temps Δt , selon Billaux et Cundall (1993).

Cette méthode possède plusieurs avantages qui la distinguent de la méthode dite implicite, utilisée généralement pour la méthode des éléments finis. En effet, les lois de comportement non-linéaires sont prises en compte sans aucun autre algorithme supplémentaire. En outre, le schéma de résolution numérique permet de combiner les matrices élémentaires, autorisant un grand gain de place de mémoire RAM (Random Access Memory), puisque seules les variables à chaque fin de pas de temps sont stockées et non la matrice de rigidité. De plus, ce schéma n'est pas inconditionnellement stable ce qui nécessite un choix d'un pas de temps qui soit inférieur à un certain pas de temps critique, dépendant de la largeur de la maille ainsi que la célérité maximale de propagation de l'onde de calcul. Enfin, cette méthode ne prend pas en compte l'amortissement artificiel lors de calculs viscoplastiques ou dynamiques.

FLAC est un programme qui comporte plusieurs lois de comportement du matériau, à savoir les lois linéaires et les lois non-linéaires. De plus, grâce au langage de programmation interne de Flacish dont le diminutif courant est FISH, l'utilisateur peut introduire de nouvelles lois de comportement.

6.2 Modélisation du cylindre creux en expansion via FLAC 2D

La simulation de l'essai a été effectuée dans une configuration axisymétrique en analyse mécanique sous FLAC 2D, en prenant en considération les mouvements du fluide à l'intérieur de l'échantillon. La procédure de la modélisation numérique est détaillée dans ce chapitre.

6.2.1 Maillage

La méthode des différences finies permet d'avoir une précision correcte à condition de choisir un maillage adapté. En effet, Diab (2000) a fait la réalisation de cet essai sous deux modèles de maillages dont la géométrie est différente à savoir une géométrie à symétrie axiale où la cavité est représentée par une coupe verticale passant par l'axe, et une géométrie où le plan d'analyse est perpendiculaire à l'axe de la cavité. Diab (2000) a pu confirmer que les résultats de la première présentation sont acceptables.

Dans le cas de cette étude, tous les essais seront présentés avec un modèle de maillage dont la géométrie est à symétrie axiale (cf. **Figure 6.2**).

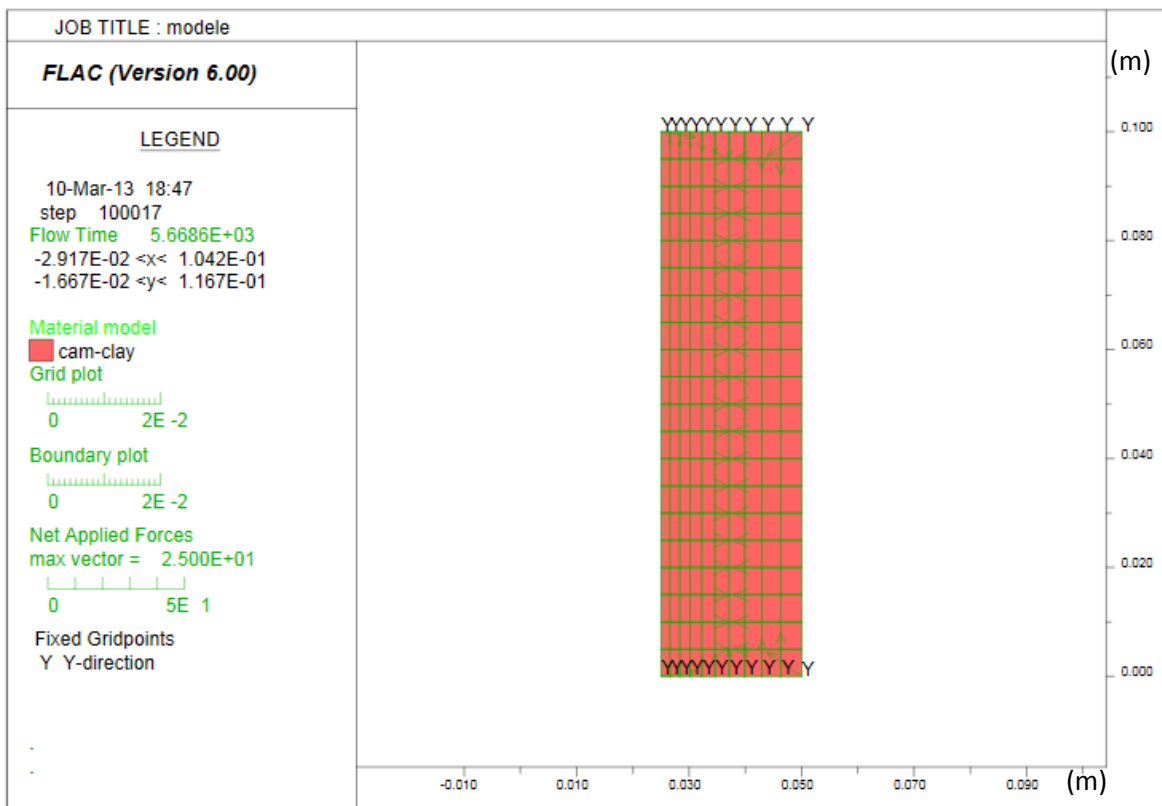


Figure 6.2: Modèle du maillage sur FLAC 2D.

Le cylindre creux est représenté alors sous une coupe verticale passant par l'axe de la cavité et les deux frontières verticales du maillage représentent le deux bords interne et externe du cylindre creux situés respectivement à 0.025 m et 0.05 m de l'axe de la cavité. La hauteur de l'échantillon est de 0.1m.

Dans le but d'assurer une précision des résultats, plusieurs essais ont été effectués en variant le nombre d'éléments dans chacun des maillages. Le nombre optimal des éléments doit assurer un resserrage au niveau de la face interne de la cavité, et ce, en variant la largeur des éléments dans la direction perpendiculaire selon un rapport de 1.1. Ce qui signifie que la largeur de chaque élément est égale à 1.1 la largeur de l'élément précédent. Ceci traduit, physiquement, que les éléments internes subissent de plus fortes déformations en comparaison avec les éléments externes. De plus, le rapport d'aspect ``shape ratio`` devrait être inférieur à 5 pour assurer une bonne précision des calculs contraintes-déformations.

Le nombre d'éléments retenus fut de 200, à raison de 10×20 , ce qui donna une précision satisfaisante.

6.2.2 Propriétés du matériau

Dans le cadre de cette étude, le matériau utilisé est l'argile de Saint-Hilaire qui a fait l'objet de plusieurs études à l'École Polytechnique de Montréal, notamment l'analyse de Abba (1993) et Diab (2000). Les analyses des deux auteurs ont porté sur l'essai du cylindre creux en expansion.

Les propriétés de l'argile de Saint-Hilaire sous le modèle de Cam-Clay ont été tirées de l'étude de Silvestri et al. (2011). Le tableau 6.1 résume les paramètres de Cam-Clay qui peuvent être déterminés à partir d'un essai triaxial de consolidation isotrope.

Tableau 6.1: Paramètres de Cam-Clay utilisés.

λ	κ	ϕ'	M	$\nu\lambda$
0.289	0.033	33°	1.33	7.18

Les paramètres élastiques, à savoir le module de cisaillement G , quant à eux, sont ceux qui ont été calculés dans le chapitre 4 (cf. tableau 4.2) et qui découlent de l'étude expérimentale de Abba (1993). Le module initial de déformation volumique K_0 a été calculé selon l'équation 5.10.

Il est à noter que le poids volumique saturé de l'argile de Saint-hilaire est égal à 14.7 kN/m^3 .

Les propriétés de l'eau interstitielle ont été définies ainsi :

- Densité : $\gamma_w = 9.8 \text{ kN/m}^3$;
- Module de déformation volumique de l'eau : $K = 2 \text{ GPa}$.

La perméabilité radiale k du matériau a été définie en fonction du coefficient de consolidation radial et du coefficient de Poisson μ selon l'équation 3.44. Ce coefficient de Poisson μ qui varie en fonction de la pression moyenne p' , ce qui maintient le module de cisaillement G constant. Le coefficient de poisson initial a été pris égal à 0.29.

La valeur du coefficient de consolidation radial C_r s'est étalée dans un intervalle allant de $2.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ à $1 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$. Le coefficient de consolidation a été déterminé à partir des essais expérimentaux effectués au sein de l'École Polytechnique de Montréal.

6.2.3 Conditions aux limites

La simulation de l'expansion admet la nullité du déplacement axial, ce qui revient à dire que le déplacement vertical des deux bords supérieur et inférieur du maillage est empêché. Le déplacement horizontal, quant à lui, est permis en tout point pour le premier cas et est interdit aux bords inférieur et supérieur de l'échantillon dans le deuxième cas (simulation de la présence de la pierre poreuse qui empêche le mouvement radial). La frontière verticale droite qui représente le bord extérieur du cylindre creux est soumise à une distribution uniforme d'une contrainte égale à la contrainte de confinement p_e .

La modélisation de l'essai a été réalisée suivant trois étapes distinctes. La première étape consiste à appliquer isotropiquement la pression de confinement (Étape I). Ensuite, on procède à la consolidation de l'échantillon avec un drainage unidimensionnel vertical (Étape II), avant de ne procéder à l'étape de l'expansion dont le taux est de 15 kPa/h (Étape III). Lors de la dernière étape, l'essai est réalisé en condition non-drainée à pression contrôlée. Cette pression est augmentée linéairement en fonction du temps. L'expansion s'arrête au moment de la rupture et dure à peu près 5h pour une pression de confinement de 100 kPa (Figure 6.3)

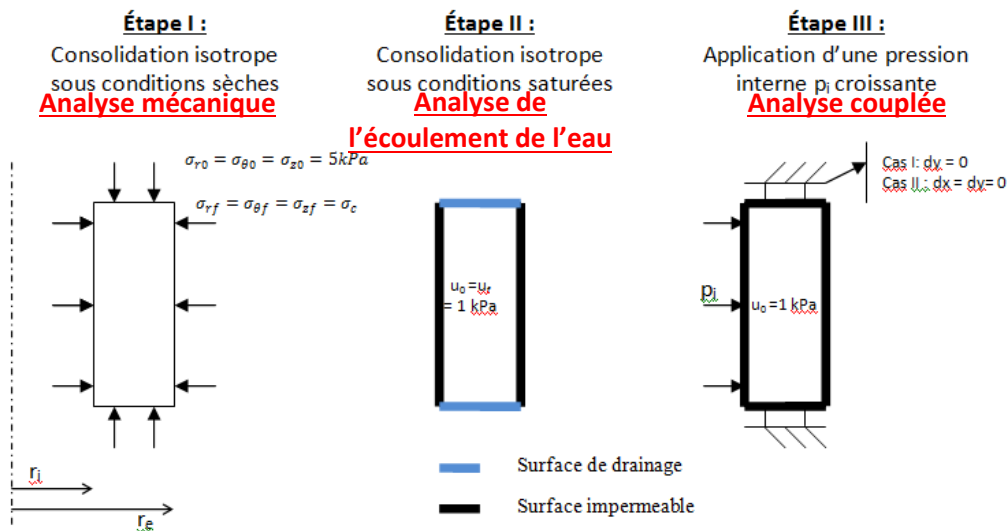


Figure 6.3 : Conditions aux limites utilisées pour la simulation sur FLAC 2D.

Le tableau 6.2 résume les différentes étapes de cette simulation numérique, ainsi que les conditions initiales et les conditions aux limites considérées dans chaque étape.

Tableau 6.2: Récapitulatif de la procédure de la simulation numérique avec interactions du fluide.

<u>L'étape</u>	<u>Les conditions initiales</u>	<u>Les conditions aux limites</u>
<p><u>Étape I</u></p> <p>Consolidation isotrope des échantillons sous conditions secs</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Contraintes initiales : $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = 5kPa$ • Saturation = 0% • Module de déformation volumétrique interstitielle : $K = 0$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Application de pressions interne, externe et axiale : $p_i = p_e = p_z = \sigma'_c$ • Analyse mécanique seulement
<p><u>Étape II</u></p> <p>Consolidation isotrope des échantillons sous conditions saturées</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Définition de la perméabilité • Module de déformation volumétrique interstitielle : $K = 2 \text{ GPa}$ • Saturation : 100% • La pression interstitielle initiale et finale : $u_0 = u_f = 1kPa$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Drainage unidimensionnel : Saturation et surpression interstitielle fixée aux surfaces supérieure et inférieure de l'échantillon • Analyse de l'écoulement de l'eau seulement
<p><u>Étape III</u></p> <p>Application de la pression interne p_i</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Les contraintes principales initiales : $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = \sigma_c$ • La pression interstitielle initiale : $u_0 = 1 \text{ kPa}$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Déplacements aux bords supérieur et inférieur : Cas I : Déplacements verticaux fixés ($dy=0$) Cas II : Déplacements horizontal et vertical fixés ($dx = dy = 0$) • Drainage non permis : La pression interstitielle et la saturation sont libérées aux bords supérieur et inférieur • Application d'une pression croissante linéairement au bord interne de la cavité : Vitesse de l'application : 15k Pa/heure • Analyse couplée

6.2.4 Conditions initiales

Dans le cas présent, les essais ont été effectués sur des échantillons normalement consolidés, à savoir avec des pressions de confinements supérieures à 60kPa. Nous avons, donc, réalisé des essais d'expansion avec des pressions de confinements de 60, 80 et 100 kPa. Cette contrainte initiale est égale à la charge appliquée sur les frontières extérieures du maillage de façon à assurer l'équilibre initial. La pression de préconsolidation isotrope varie entre 50 et 75 kPa.

6.2.5 Code de calcul FLAC

Le texte suivant représente le code Fish qui a été écrit sur FLAC 6.0 pour la simulation de l'essai d'expansion du cylindre creux pour le cas de $\sigma'_c = 100$ kPa avec pierre poreuse.

```
config axisymmetry gwflow
grid 10,20
gen 0.025 0 0.025 0.1 0.05 0.1 0.05 0 rat 1.1 1
model cam-clay
prop density=1470.0 shear_mod=3100000 bulk_mod=7100000
prop mm=1.33 kappa=0.04 lambda=1.012 mv_1=7.136
prop mp1=1e3 mpc=0.75e5 mv0=2.472 poiss=0.29
initial sxx -0.05e5 syy -0.05e5 szz -0.05e5
apply press 1.0e5 i 1
apply press 1.0e5 i 11
apply press 1.0e5 j 1
apply press 1.0e5 j 21
initial saturation=0.0
water bulk=0.0
set flow=off
set mech=on
solve
save flowoffok.sav
```

Figure 6.4 : Le code de programmation sur FLAC6.0, cas des déplacements horizontaux et verticaux fixés.

```

;---étape ii---
water bulk=2e9
def kr
p_ratio = poiss(1,1)
G = shear_mod(1,1)
E = 2.*G*(1.+p_ratio)
Cv = 8e-5
gw = 1e3
kr = (Cv*gw*(1+p_ratio)*(1-2*p_ratio)*1.02e-6)/(E*(1-p_ratio))
end
prop permeability=kr notnull
initial saturation=1.0
fix saturation j 1
fix saturation j 21
initial pp 1e3
fix pp j 1
fix pp j 21
set flow on
set mech on
solve
save consolidation.sav
;--expansion---
fix x y j 1
fix x y j 21
free pp j 1
free pp j 21
free saturation j 1
free saturation j 21
def ramp
    ramp = min(1.0, float(step)/100000.0)
end
apply nstress=-0.8e5 history ramp i 1
def path
while_stepping
    sp = cam_p(1,10)
    sq = cam_q(1,10)
    cqcr = sp*nm(1,10)
    stp = sp + pp(1,10)
    c_v = sv(1,10)
    c_e = (1.+ xdisp(1,10))*(1.+ xdisp(1,10))
    c_e7 = (1.+ xdisp(7,10))*(1.+ xdisp(7,10))
end
path
set flow=on
set mech=on
solve auto on age 1.8e4
save flowon.sav

```

Figure 6.4 : Le code de programmation sur FLAC6.0, cas des déplacements horizontaux et verticaux fixés.(suite)

CHAPITRE 7

ANALYSE DES RÉSULTATS

Dans le présent chapitre, on présentera et analysera les résultats obtenus suite à la modélisation numérique effectuée par le biais de FLAC 2D. Une comparaison entre les différents résultats numériques avec et sans déplacements radiaux aux bords supérieurs et inférieurs de l'échantillon, et les résultats expérimentaux sera réalisée. La distribution et l'évolution de la surpression interstitielle lors de l'essai et la fonction de cisaillement seront détaillées. De plus, l'influence du coefficient de consolidation sur la surpression interstitielle sera traitée.

7.1 Résultats des analyses numériques

Nous avons effectué les calculs sous le modèle d'expansion et de consolidation en considérant un sol ayant un module de cisaillement G constant. Le coefficient de Poisson μ varie ainsi en fonction de la pression initiale moyenne. La perméabilité dépendante du coefficient de consolidation, du coefficient de Poisson et du module d'Young E , est définie d'après l'équation 3.44. Elle va alors varier durant l'essai selon l'équation suivante:

$$k = \frac{C_r \gamma_w}{E} \frac{(1 + \mu)(1 - 2\mu)}{(1 - \mu)} \quad (7.1)$$

Les coefficients de consolidation imposés pour chaque cas de charge sont :

Tableau 7.1 : Différentes valeurs du coefficient de consolidation utilisées.

Cv2	Cv3	Cv4	Cv5	Cv6
2.4e-5cm2/s	3.99e-5cm2/s	4.44e-5cm2/s	8e-5cm2/s	1e-4cm2/s

Ces valeurs ont été prises des essais effectués sur l'argile de Saint-Hilaire au laboratoire géotechnique de l'École Polytechnique de Montréal et sont de l'ordre de grandeur de l'argile de Bleu de Boston, selon Holtz et Kovacs (1991).

7.1.1 Cas de l'expansion avec déplacements radiaux

7.1.1.1 Distribution des surpressions interstitielles

Les figures 7.1, 7.2, 7.3, illustrent l'évolution de la surpression interstitielle en fonction de la déformation radiale γ_a qui a été calculée selon l'équation 7.3, au rayon équivalent $r_m = 38.9$ mm durant l'essai. La surpression interstitielle s'accroît en suivant une forme logarithmique, et ce quelque soit la charge interne appliquée, et le coefficient de consolidation admis.

On remarque que plus le coefficient de consolidation radial $C_{v,i=2,6}$ est grand, plus la surpression interstitielle générée est grande. En effet, plus le coefficient de consolidation est grand, plus grand sera le taux de compression interne de l'échantillon.

On remarque aussi que l'échantillon est complètement plastique dans le cas d'une pression de consolidation initiale supérieure à la pression de préconsolidation, à savoir 60kPa, puisque la distribution de la surpression interstitielle à la fin de l'expansion pour une pression de confinement égale à 100 kPa est sinusoïdale mais ne s'annule pas (cf. Figure 7.4). Cette distribution de la surpression interstitielle qui est décroissante et n'est pas linéaire vient du fait que l'on libère le mouvement du fluide entre les éléments internes de l'échantillon durant la simulation. En effet, les déformations étant d'autant plus grandes au bord interne qu'elles ne le sont au bord externe, celles-ci génèrent un gradient de pressions interstitielles entre les bords interne et externe qui s'accroît vers la fin de l'essai.

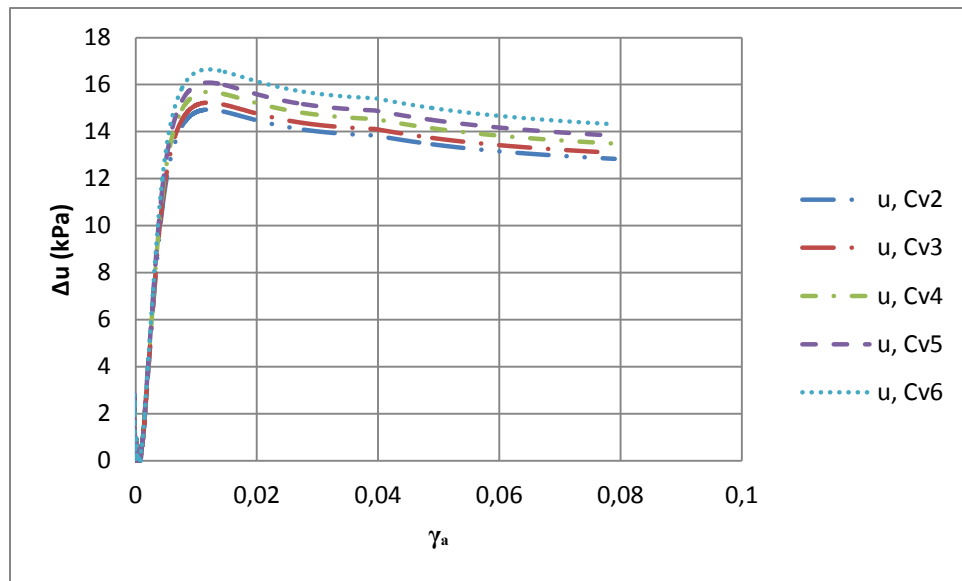


Figure 7.1 : Variation de la surpression interstitielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 60$ kPa .

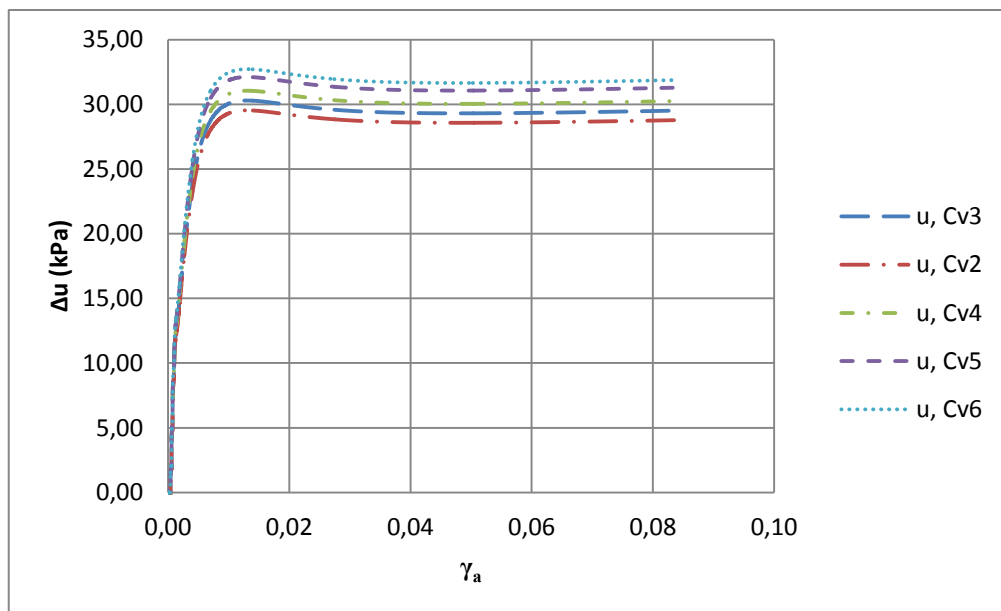


Figure 7.2 : Variation de la surpression interstitielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 80$ kPa .

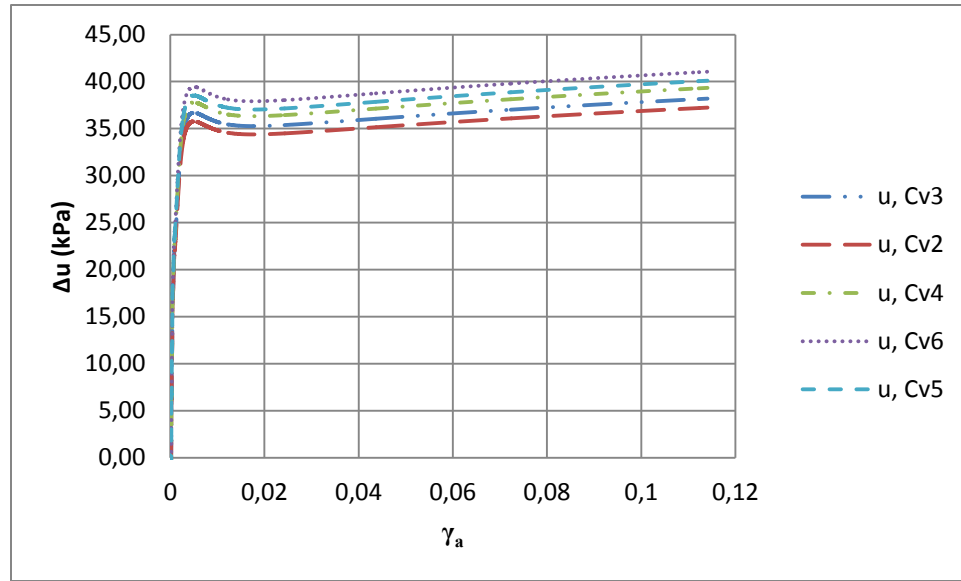


Figure 7.3 : Variation de la surpression interstitielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 100$ kPa .

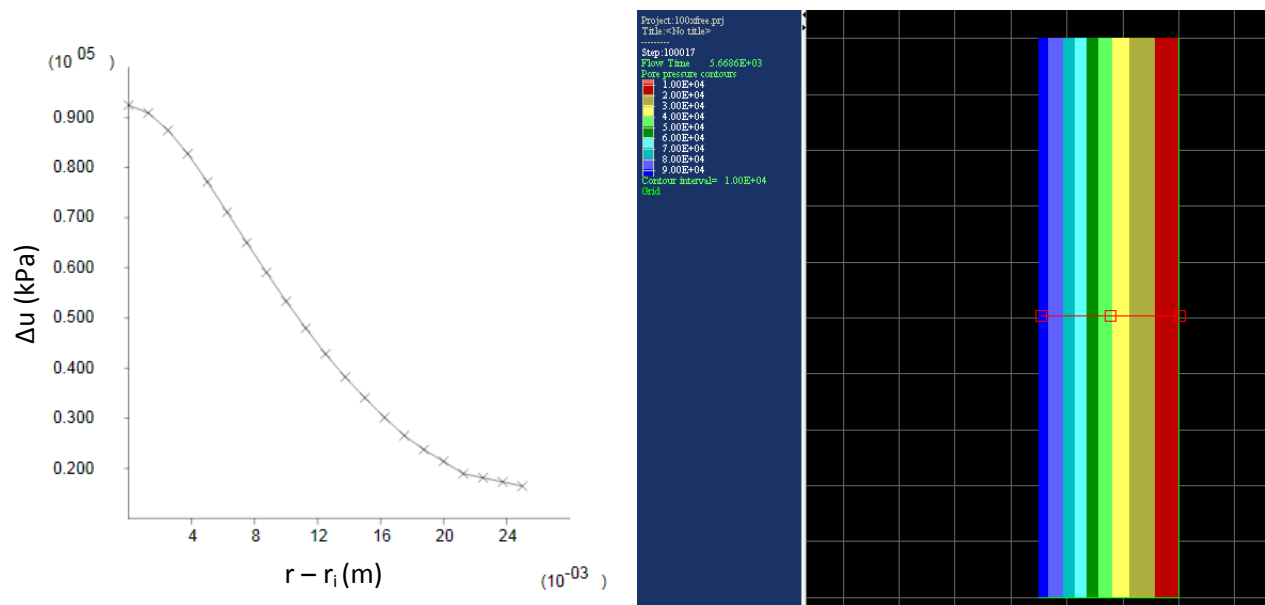


Figure 7.4 : Distribution de la surpression interstitielle initiale dans le cas de Cv_5 . pour $p'_0 = 100$ kPa

7.1.1.2 Distribution des contraintes principales

Nous allons, dans cette section, présenter les résultats des simulations numériques effectuées sur FLAC sous le modèle de Cam-Clay pour différents confinements, à savoir 60, 80 et 100 kPa.

Les figures 7.5, 7.6, 7.7 illustrent l'évolution de la contrainte radiale, totale σ_r et effective σ'_r , en fonction de la déformation radiale γ_a au rayon équivalent $r_m = 38.9\text{mm}$ pour des pressions de confinement de 60, 80 et 100 kPa, respectivement. Cette déformation radiale est déduite du déplacement radial calculé directement par FLAC 2D.

Le programme de différences finies FLAC 2D permet de calculer la contrainte radiale σ_{xx} , qui correspond à l'opposé de la contrainte radiale σ_r générée durant l'essai. La contrainte effective est alors égale à $\sigma_r - u$, u étant la pression interstitielle.

La contrainte totale σ_r a la même allure pour tous les chargements et suit une fonction logarithmique croissante durant tout l'essai. Cette contrainte est insensible aux variations du coefficient de consolidation Cv_i .

Les figures montrent que l'évolution de la contrainte effective σ'_r est affectée par la variation du coefficient de consolidation. En effet, la contrainte effective radiale diminue avec l'augmentation du coefficient de consolidation.

La contrainte effective radiale augmente jusqu'à former un pic pour diminuer avant de ne se stabiliser juste avant la rupture.

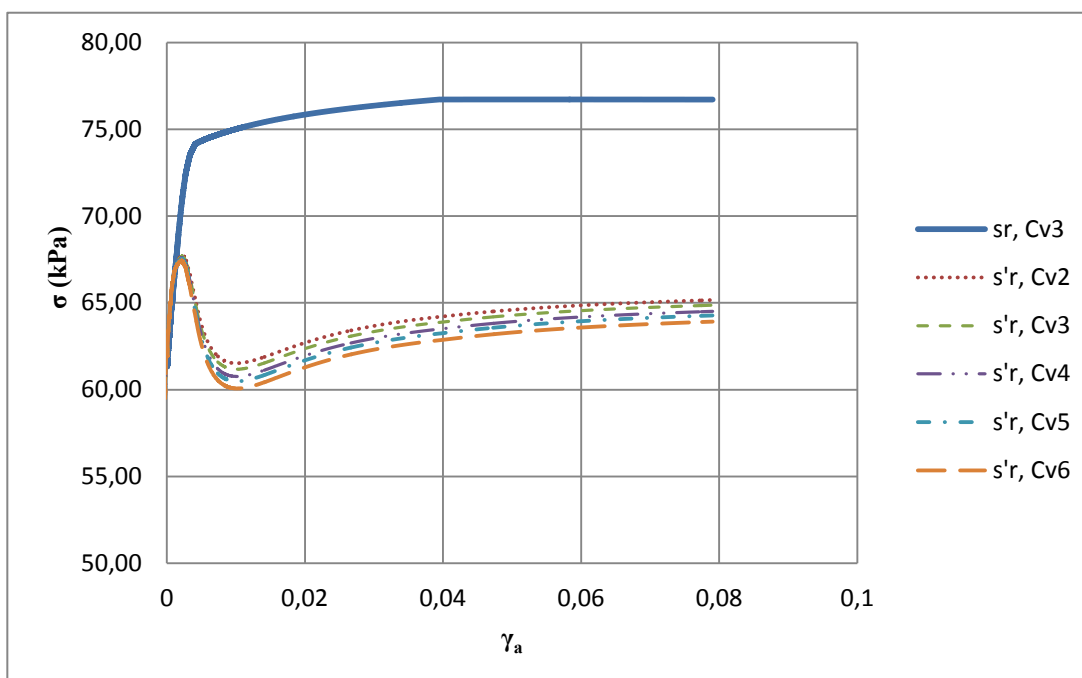


Figure 7.5 : Variation de la contrainte totale et de la contrainte effective en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 60$ kPa .

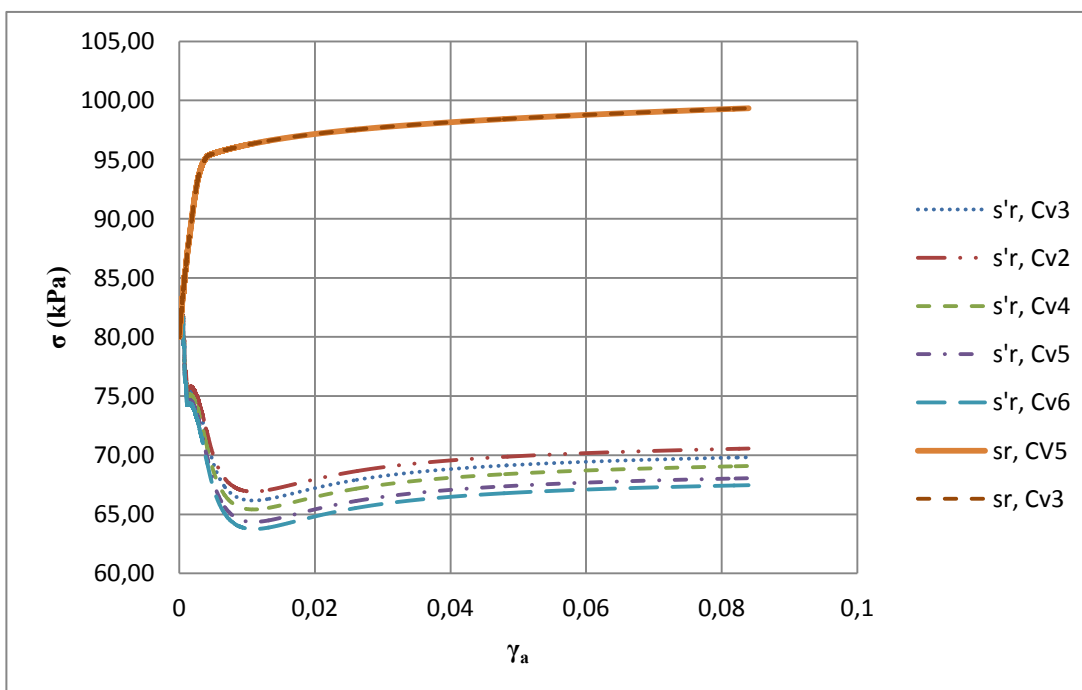


Figure 7.6 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 80$ kPa .

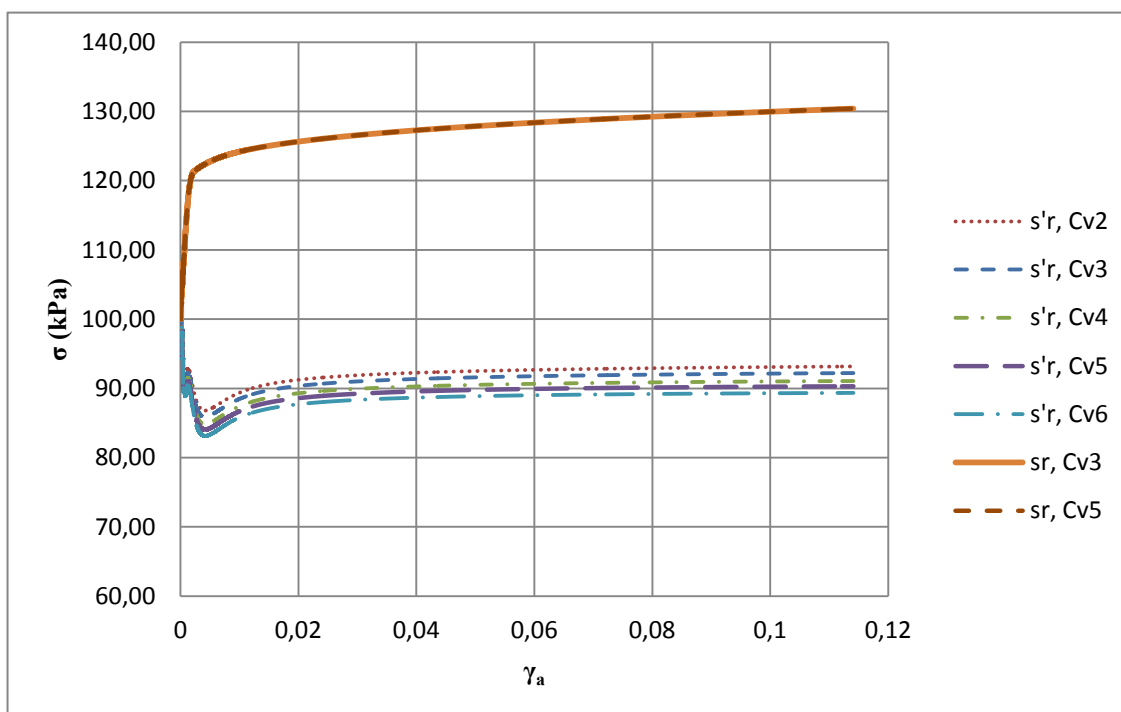


Figure 7.7 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 100$ kPa .

Les contraintes tangentielles totales σ_θ ont été calculées à partir de la valeur σ_{zz} qui correspond à la contrainte perpendiculaire au plan passant par l'axe de la cavité sur FLAC2D. Les contraintes tangentielles sont, donc, l'opposée de cette contrainte. La contrainte tangentielle effective σ'_θ est égale à $\sigma_\theta - u$.

Les courbes 7.8 illustre l'évolution des contraintes tangentielles, totale et effective, durant l'expansion pour la pression de confinement de 80 kPa, selon la variation du coefficient de consolidation radial.

On remarque, encore une fois, que les contraintes totales varient indépendamment de la variation de la vitesse de dissipation de l'eau. Elles ont, en effet, une courbe qui diminue linéairement au début de l'essai, à savoir dans la zone élastique, avant de ne stabiliser juste avant la rupture. Le moment où la fonction de la contrainte tangentielle totale commence à augmenter correspond à la surface d'écoulement.

Les contraintes effectives, quant à elles, varient en fonction du coefficient de consolidation. Elles diminuent avec l'augmentation du coefficient de consolidation.

La contrainte effective σ'_θ diminue jusqu'à ce que l'état des contrainte dépasse la surface de l'écoulement. Dès lors, l'évolution stagne à une valeur faible sans couper l'axe. On est, alors dans le cas de contrainte effective de compression. Il est aussi possible, que dans le cas du Cam-Clay, le sol puisse supporter des contraintes de tension.

On confirme ici le constat relevé par Baguelin et al (1986), qui ont affirmé que les contraintes effectives, radiales et tangentielles, restent pratiquement constantes avec une légère diminution dans la zone plastique, lorsqu'ils ont simulé l'expansion d'une cavité cylindrique dans un milieu infini en utilisant le modèle de Cam-Clay.

Il est à noter que la plastification des échantillons lors d'un essai d'expansion est peu perturbée par la vitesse du chargement ou encore par le coefficient de consolidation radial.

Par ailleurs, les figures 7.9, et 7.10 décrivent l'évolution des contraintes principales, totales et effectives, durant l'essai pour les cas de chargement respectifs de 100 et 80kPa et pour un coefficient de consolidation donné (Cv3).

On constate que la condition $\sigma_z = \frac{\sigma_r + \sigma_\theta}{2}$ est vérifiée pour l'échantillon tout au long de l'essai. En effet, dans le cas d'une contrainte de confinement $\sigma'_c = 100$ kPa et pour un coefficient de consolidation donné, la contrainte radiale effective finale est égale à $\sigma_r = 130$ kPa, la contrainte tangentielle effective est égale à $\sigma_\theta = 50$ kPa et la contrainte effective axiale est égale à $\sigma_z = 90$ kPa.

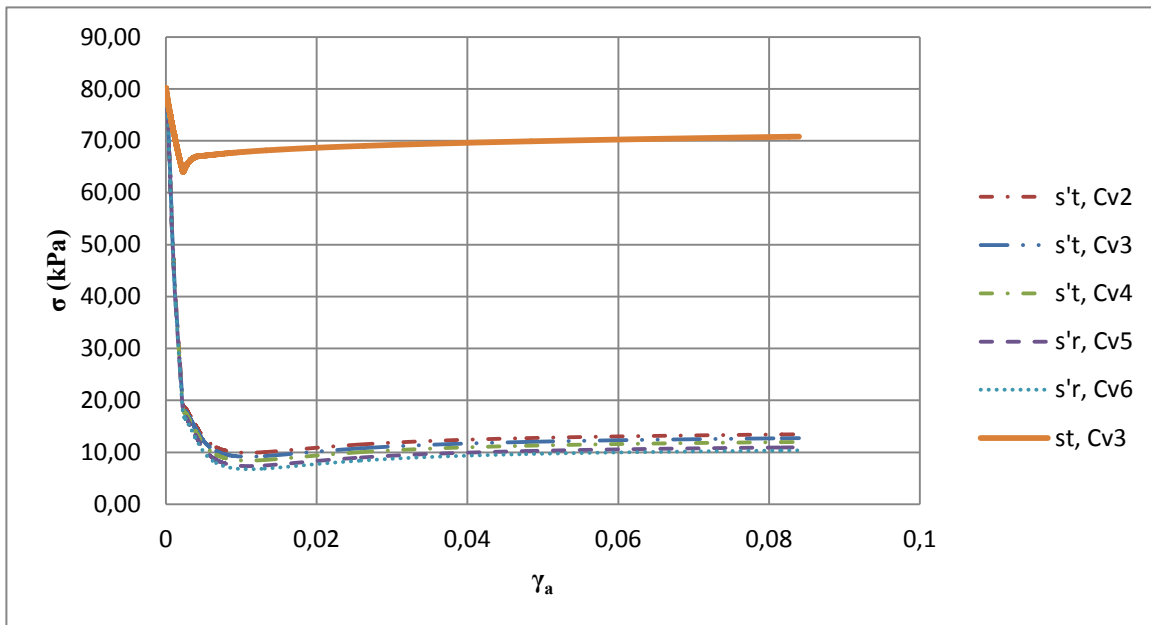


Figure 7.8 : Variation de la contrainte totale et la contrainte effective tangentielle en fonction de la déformation pour différentes valeurs de Cv_i dans le cas de $\sigma'_c = 80$ kPa.

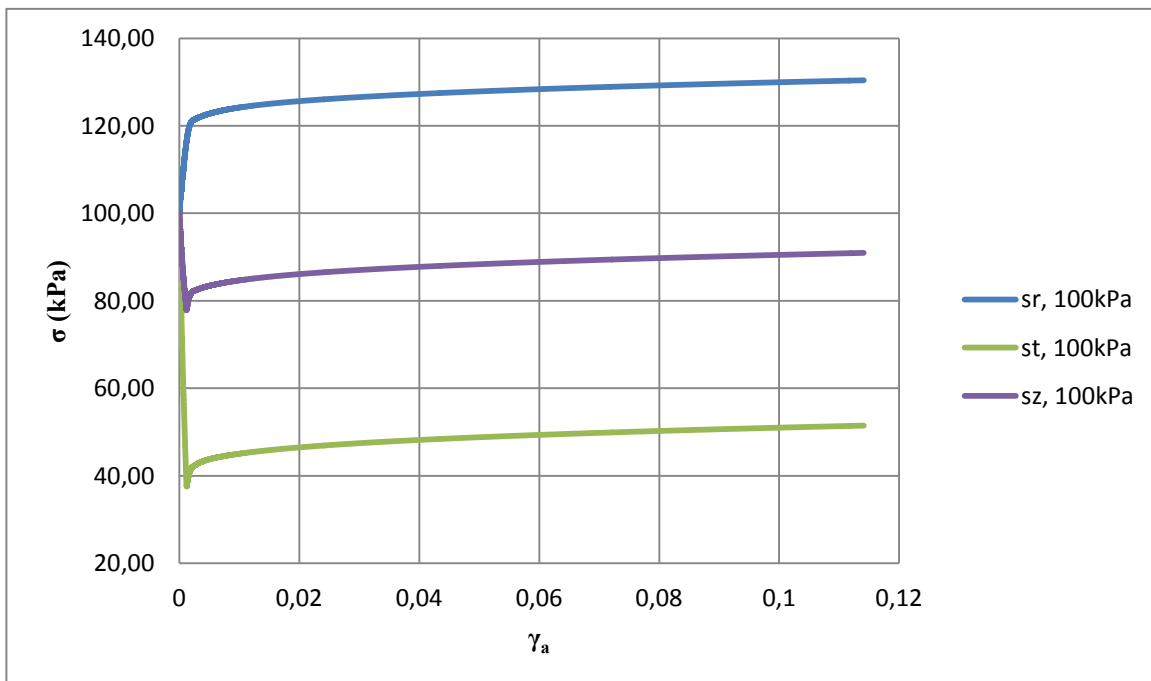


Figure 7.9 : Variation des contrainte principales totales pour $\sigma'_c = 100$ kPa .

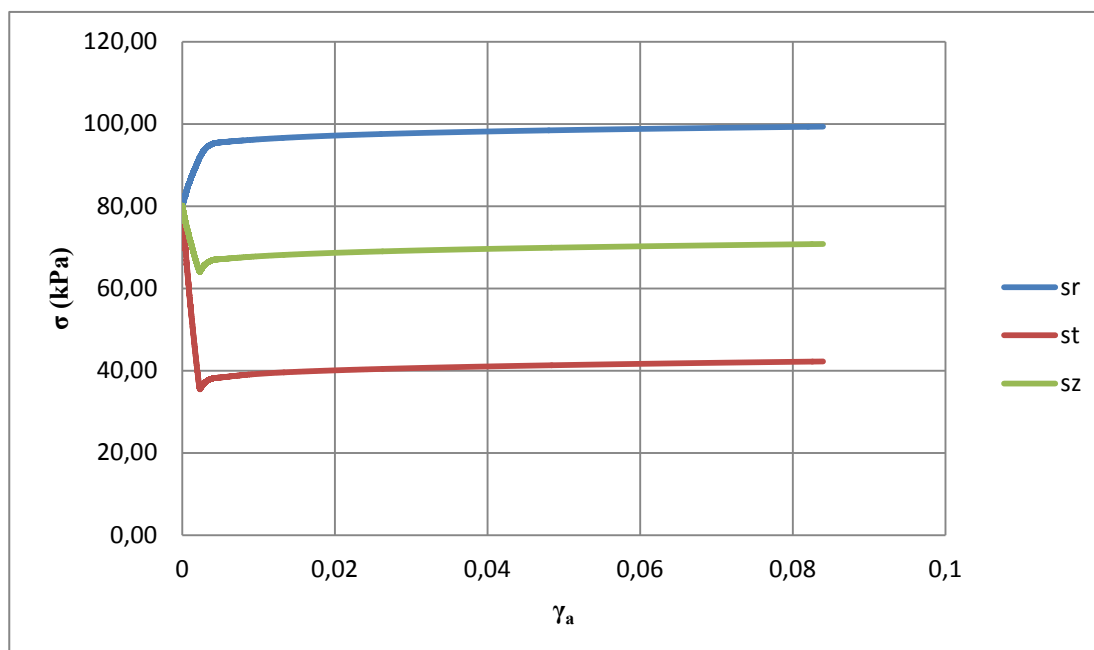


Figure 7.10 : Variation des contraintes principales totales pour $\sigma'_c = 80$ kPa .

7.1.1.3 Cheminement des contraintes effectives(ESP)

Après avoir calculé les contraintes effectives, radiales et tangentielles, pour toutes les étapes de l'expansion, il est désormais possible de tracer les cheminements des contraintes effectives dans le plan (p', q) où p' et q sont calculés directement via FLAC 2D.

La figure 7.11 illustre la distribution de la contrainte déviatorique q à travers l'échantillon à la fin de l'expansion. On remarque que la rupture se fait au niveau de la droite dont la pente est égale à $M = 1,33$ au rayon interne de la cavité. Cependant, le reste des éléments n'atteignent pas cette rupture.

La figure 7.12 illustre le cheminement des contraintes effectives pour les différentes pressions de confinements dans le plan (p', q) mesurés numériquement à partir du programme FLAC 2D au niveau du rayon équivalent r_m et suivant la méthode théorique de Wood(2007). On ne présentera le cheminement que pour une seule valeur du coefficient de consolidation, à savoir

$C_v2 = 2.4 \cdot 10^{-5}$ cm²/min puisque celui-ci est le coefficient de consolidation correspondant aux échantillons de Abba (1993).

On remarque alors que les cheminements suivent la même allure puisque ceux-ci prennent la même direction vers la gauche pour les contraintes de confinement supérieures à 50kPa (Argile normalement consolidée selon Diab (2000)). En effet, la variation de la contrainte moyenne effective p' n'est pas constante au long de l'essai.

En se basant sur la théorie de Wood (2007), on a tracé les cheminements de contraintes effectifs théoriques afin de les comparer aux résultats numériques (Figure 7.12). En effet, la contrainte déviatorique est calculée à partir de la contrainte moyenne p' , à savoir :

$$q = M p' \left[\left(\frac{p'_0}{p'} \right)^{\frac{1}{\lambda}} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.2)$$

On remarque que pour le chargement de 100kPa, la valeur de q atteint le $q_u = 2^{-\lambda} M p'_u = 73 \text{ kPa}$ pour un p' égal à 55 kPa à la rupture, théoriquement. Tandis que q est égale à $q_u = 71 \text{ kPa}$ et p' est égale à $p'_u = 62 \text{ kPa}$ numériquement.

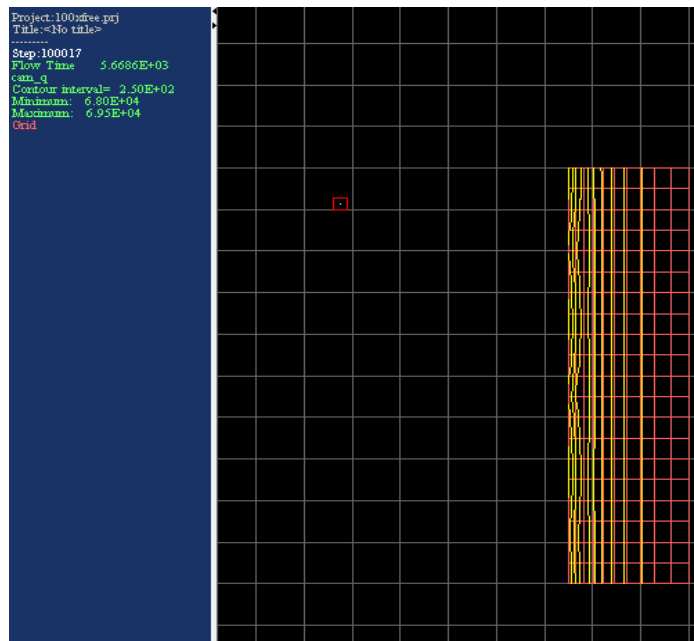


Figure 7.11 : Distribution de la contrainte déviatorique q' à travers l'échantillon à la fin de l'expansion.

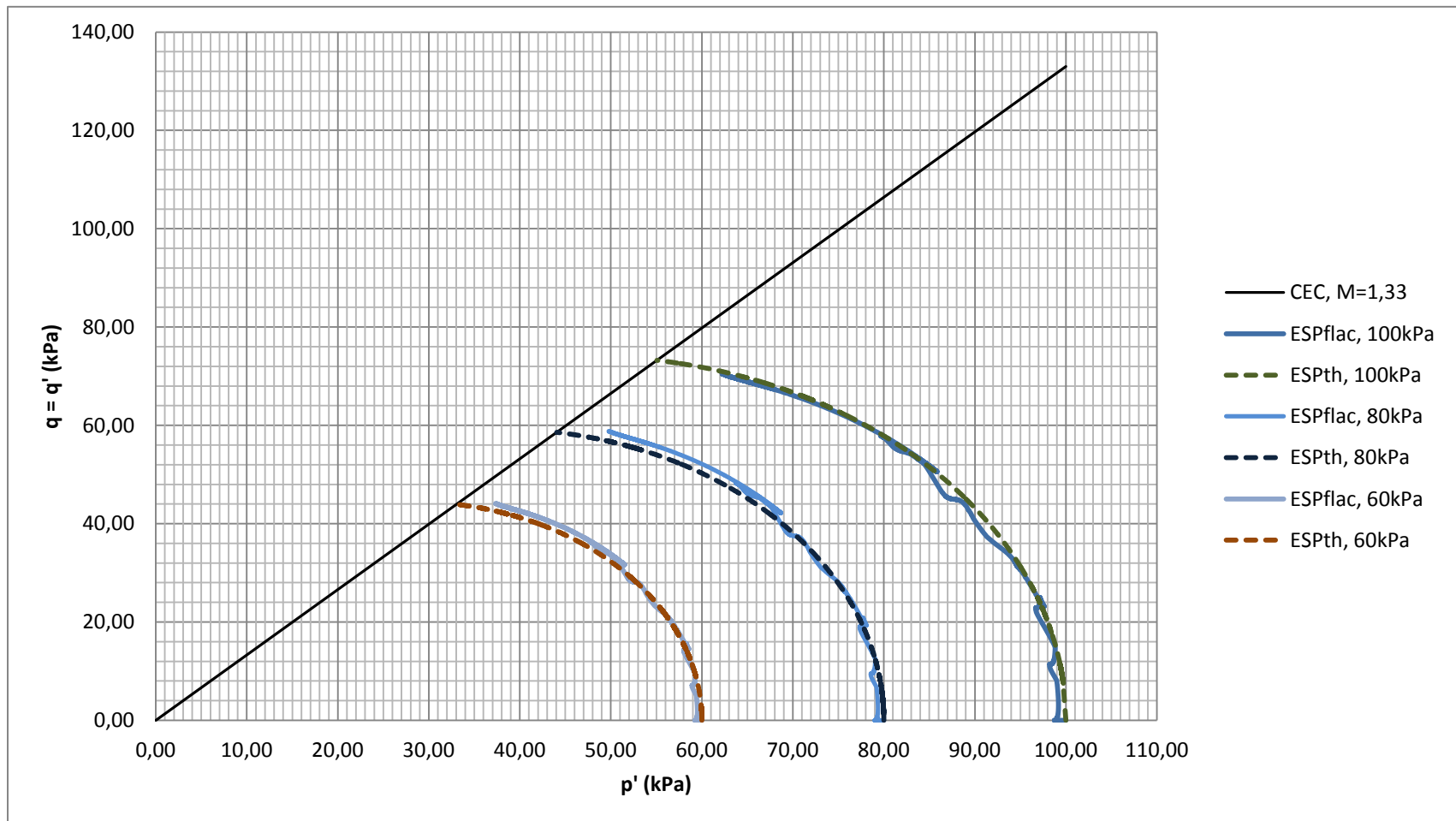


Figure 7.12 : Cheminement des contraintes effectives pour les différentes valeurs de confinement.

7.1.1.4 Détermination de la fonction de cisaillement

Dans le but de tracer la fonction d'expansion, il a fallu traiter les résultats trouvés par FLAC2D. En effet, FLAC permet de calculer les contraintes radiales σ_r et le déplacement radial y_i au bord interne de la cavité tout au long de l'essai.

À partir du déplacement radial, il est tout à fait possible de déterminer la déformation radiale γ_a avec l'équation suivante :

$$\gamma_a = \ln\left(\left(\frac{25 + y_i}{25}\right)^2\right) \quad (7.3)$$

La pression interne appliquée p_a est égale à la contrainte radiale σ_r . Alors, afin de calculer la valeur de l'incrément de la pression interne dp_a entre chaque pas de temps, il a suffi de faire $\sigma_{r,i+1} - \sigma_{r,i}$.

La résistance au cisaillement τ_a est égale à $\frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{2}$.

Les figures 7.13, 7.14, 7.15, représentent les fonctions de cisaillement lors de l'essai d'expansion pour les différentes contraintes de confinement respectivement 100, 80, 60 kPa au rayon interne.

Il est à noter que la courbe d'expansion n'est absolument pas influencée par la variation de la surpression interstitielle et ainsi par la variation du coefficient de consolidation.

Ainsi, la détermination de la fonction de cisaillement et donc la résistance au cisaillement non-drainé ne sont pas altérées par le coefficient de consolidation.

Le tableau suivant résume les valeurs obtenues de G , S_u , et S_u/G pour la série d'essai.

Tableau 7.2 : Les caractéristiques de cisaillement non-drainé du l'argile de Sant-Hilaire.

Pression de consolidation			
Pi(kPa)	Su (kPa)	Su/G	G(kPa)
60	26	0,0064	4000
80	28	0,0047	6000
100	40	0,0049	8200

On remarque que plus la pression de consolidation est grande plus la résistance au cisaillement non drainé est grande. Il est de même pour le module de cisaillement G .

Les valeurs du rapport S_u/G varient de la même façon que la charge appliquée. Ce qui est logique, plus la charge est grande plus la déformation élastique du sol est grande.

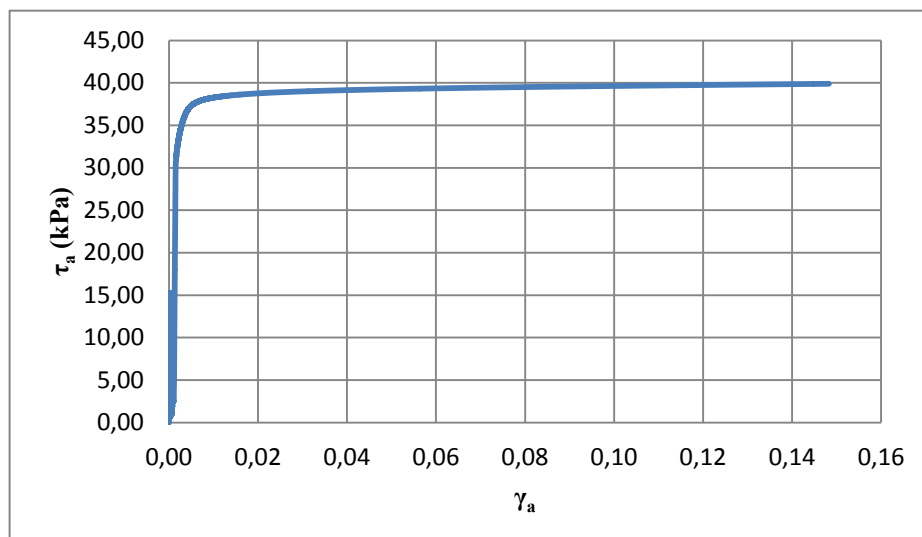


Figure 7.13 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 100$ kPa selon les résultats de FLAC

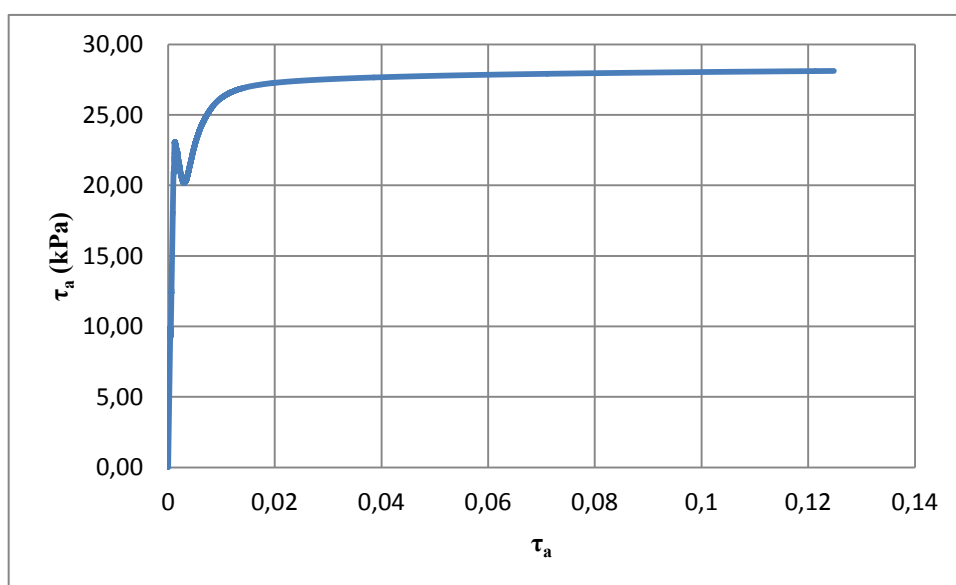


Figure 7.14: Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 80$ kPa selon les résultats de FLAC

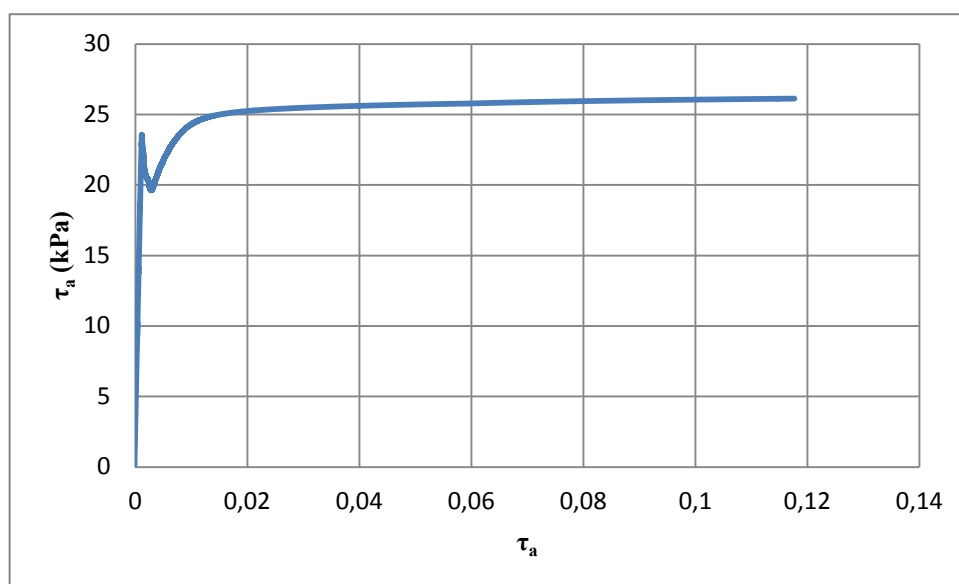


Figure 7.15 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 60$ kPa selon les résultats de FLAC

7.1.2 Cas de l'expansion à déplacement horizontaux interdits

Dans ce cas nous avons essayé de modéliser la présence de la pierre poreuse, aux bords supérieur et inférieur du cylindre creux, en y bloquant les déplacements radiaux et en analyser ainsi son influence sur la distribution et l'évolution des pressions interstitielles et effectives générées durant l'expansion. Celles-ci ont été mesurées à mi-hauteur des échantillons, à savoir à une hauteur de 5 cm à partir de la surface inférieure du cylindre creux.

7.1.2.1 Distribution des surpressions interstitielles

La distribution de la pression interstitielle est une fonction décroissante en fonction du rayon puisque celle-ci prend sa valeur maximale au bord interne de la cavité. En effet, les déformations, étant d'autant plus grandes au bord interne qu'elles ne le sont au bord externe, celles-ci génèrent un gradient de pressions interstitielles entre les bords interne et externe qui s'accroît vers la fin de l'essai.

De plus, la surpression interstitielle décroît sans s'annuler, ce qui revient à dire que l'on atteint pas l'état élastique selon le théorie de Randolph et al. (1979). Cette distribution n'est pas linéaire, mais sinusoïdale lisse. Ceci est dû aux échanges du fluide entre les éléments à l'intérieur de l'échantillon. La figure 7.16 illustre la distribution de la surpression interstitielle à travers l'échantillon à la fin de l'expansion.

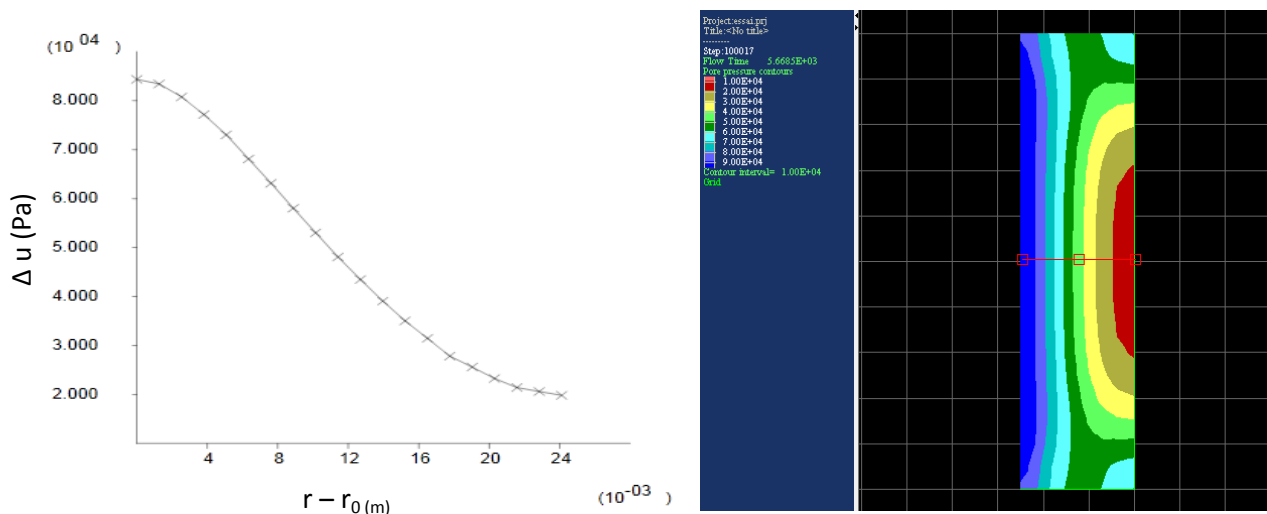


Figure 7.16 : Distribution de la surpression interstitielle en fonction du rayon r à la fin de l'expansion pour $\sigma'_c = 100$ kPa et pour Cv3

Les figures 7.17, 7.18 et 7.19 illustrent l'évolution de la surpression interstitielle durant les essais d'expansion à pression de confinement de 60, 80 et 100kPa, respectivement, au rayon moyen $r_m = 38.9mm$, et ce pour les différentes valeurs de C_v . On remarque que les pressions de l'eau sont d'autant plus grandes que le coefficient de consolidation est grand, ce qui rejoint les résultats de l'étude numérique portée par Franck et Nahra (1986) sur l'influence de la perméabilité sur les courbes d'expansion. Ces auteurs ont conclu que les surpressions interstitielles au bord de la cavité en fonction de la déformation sont nettement différentes. De plus, si l'argile est normalement consolidée, la courbe de surpression interstitielle atteint son maximum à une déformation moins élevée en comparaison avec une argile légèrement surconsolidée et forme un pic avant de ne diminuer légèrement jusqu'à se stabiliser avant la rupture.

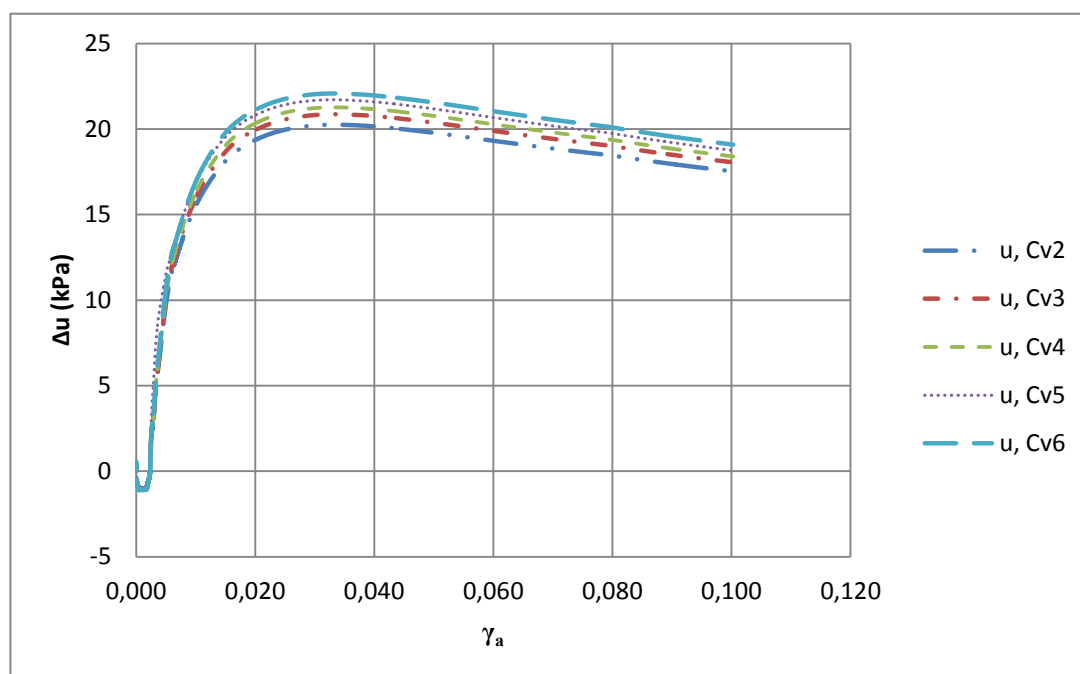


Figure 7.17 : Évolution de la surpression interstitielle en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 60$ kPa

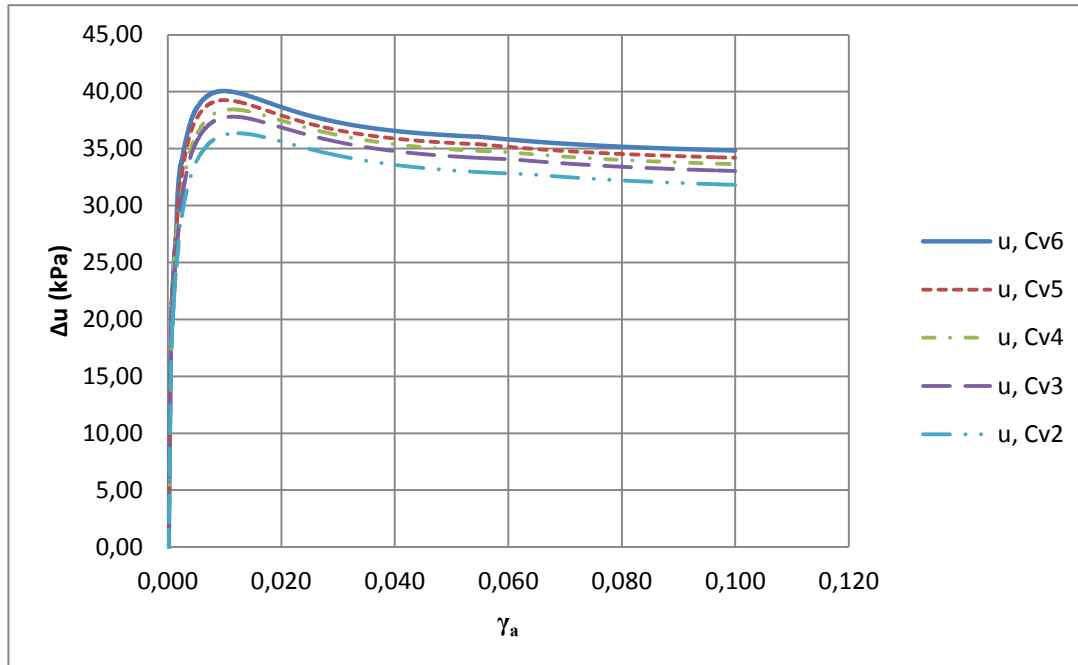


Figure 7.18 : Évolution de la surpression interstitielle en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 80$ kPa

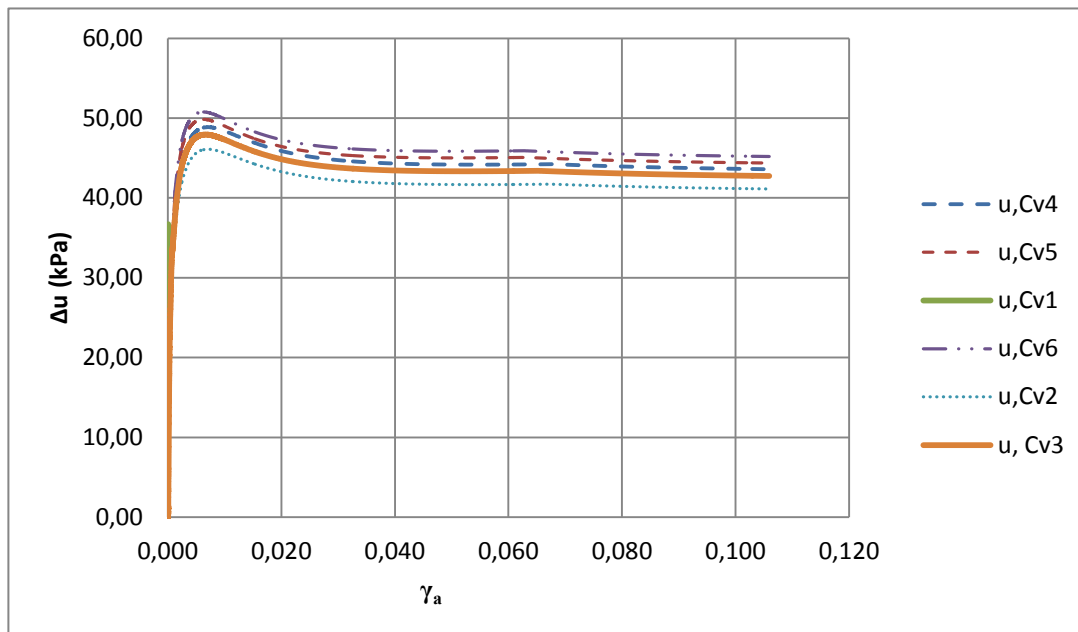


Figure 7.19 : Évolution de la surpression interstitielle en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 100$ kPa

La courbe 7.20 illustre la différence entre l'évolution de la surpression interstitielle au bord interne de la cavité et au rayon moyen. La surpression de l'eau au bord interne est nettement plus grande et prend une forme logarithmique avec une déformation nettement plus grande qui atteint 15%.

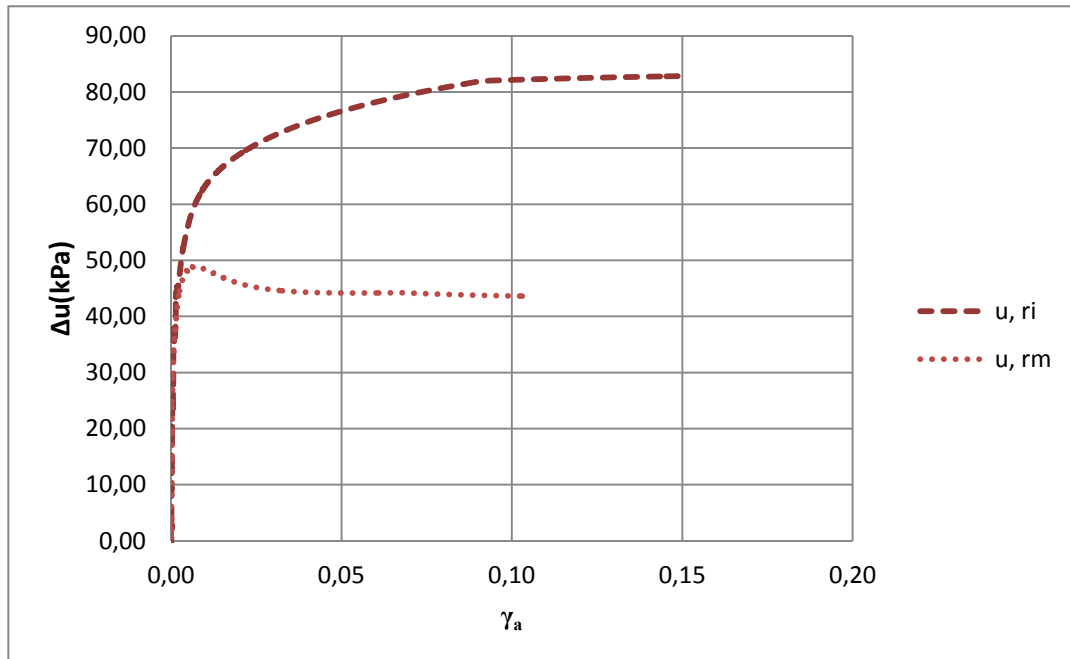


Figure 7.20 : Évolution de la surpression interstitielle au rayons r_i et r_m pour $\sigma'_c = 100$ kPa

7.1.2.2 Distribution des contraintes principales

Les figures 7.21, 7.22, et 7.23 représentent l'évolution des contraintes radiales totales et effectives générées durant l'essai d'expansion en fonction de la déformation radiale à $r = r_m$, respectivement pour les pressions de préconsolidation p'_0 de 60, 80 et 100 kPa.

On remarque que les contraintes totales sont peu affectées par la variation du coefficient de consolidation C_v . Néanmoins, les contraintes effectives, quant à elles, changent. En effet, elles diminuent avec l'augmentation du coefficient de consolidation C_v .

Les contraintes effectives augmentent linéairement au début de l'essai avant de ne chuter jusqu'à une valeur minimale pour augmenter et se stabiliser à la fin de l'essai.

La figure 7.24 illustre l'évolution des contraintes effectives principales, à savoir les contraintes radiale, axiale et tangentielle, pour une pression de consolidation p'_0 égale à 100 kPa. On remarque que la contrainte axiale est égale à la moyenne des deux autres tout au long de l'essai.

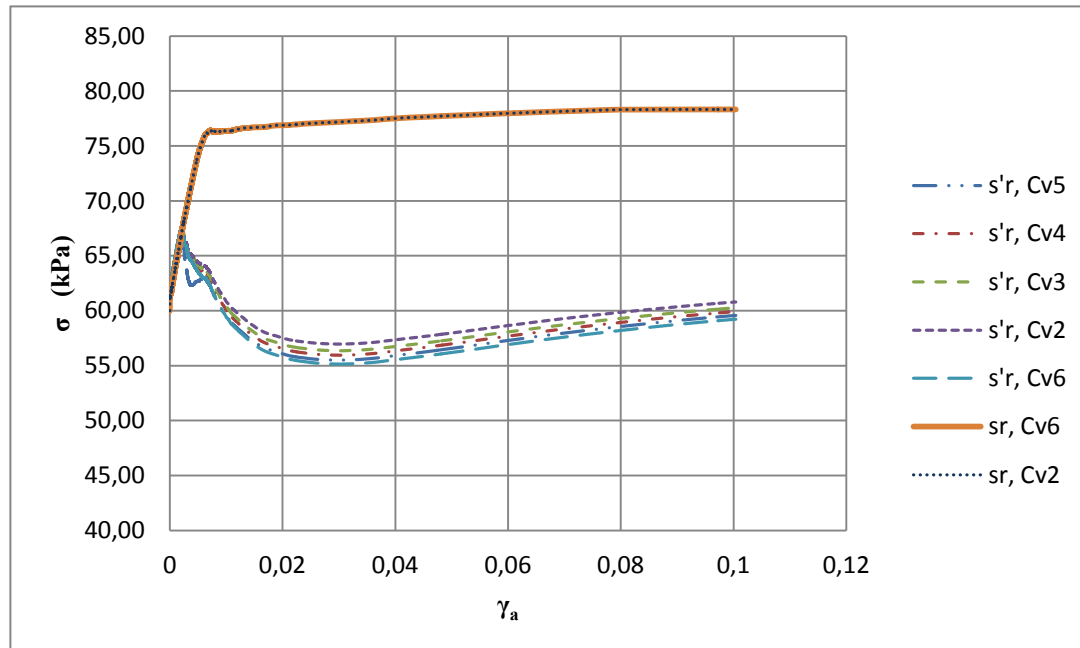


Figure 7.21 : Évolution des contraintes radiales totales et tangentielles en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 60$ kPa

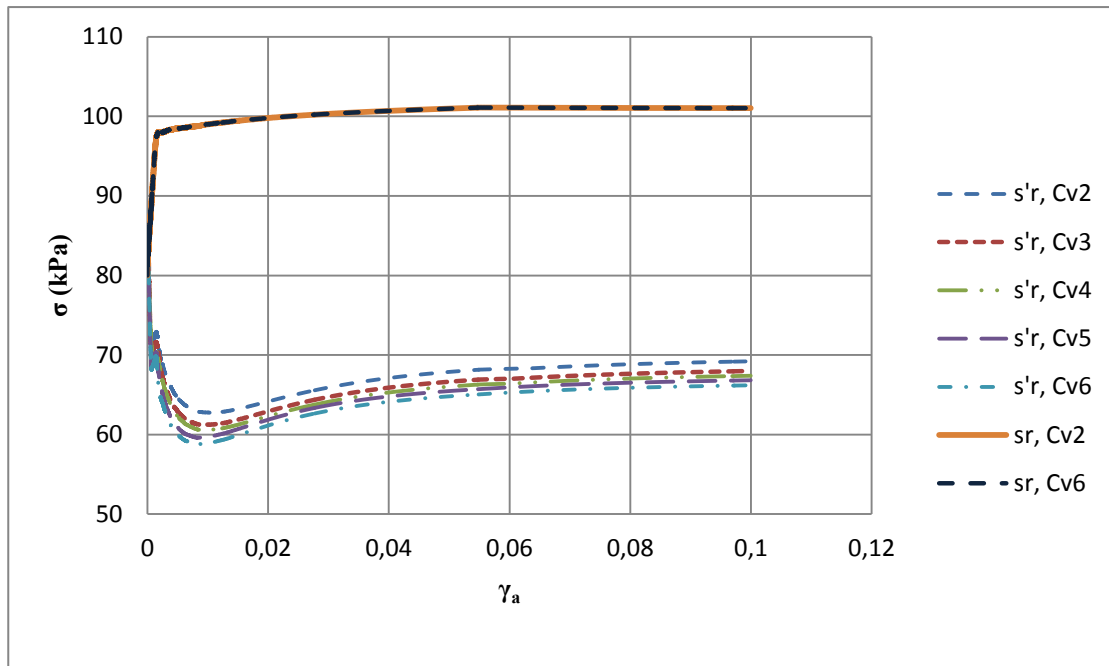


Figure 7.22 : Évolution des contraintes radiales totales et tangentielles en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 80$ kPa

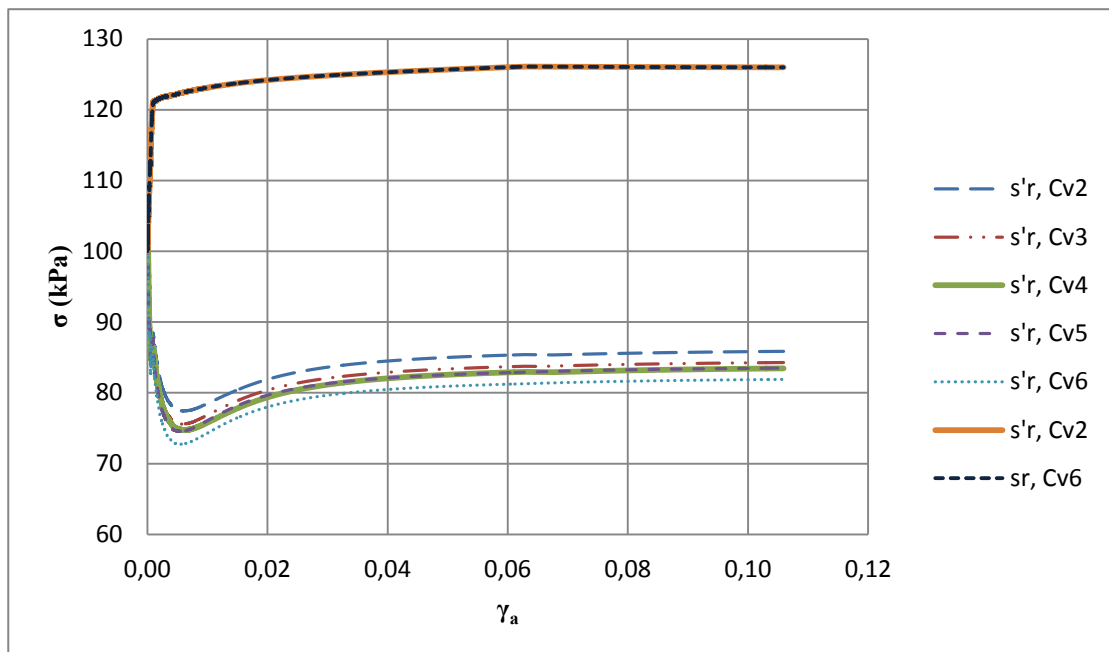


Figure 7.23 : Évolution des contraintes radiales totales et tangentielles en fonction du coefficient de consolidation pour $\sigma'_c = 100$ kPa

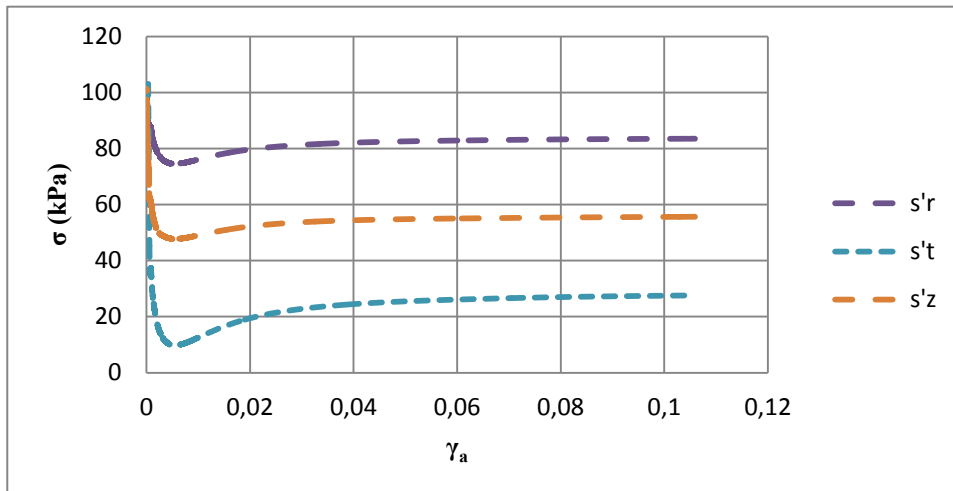


Figure 7.24 : Variation des contraintes principales effectives pour $\sigma'_c = 100$ kPa.

7.1.2.3 Cheminement des contraintes

Le cheminement des contraintes effectives a été tracé dans le plan (p', q) aux rayons interne r_i et équivalent r_m pour les pressions de confinement de 100, 80 et 60 kPa. Les valeurs de la contrainte moyenne effective p' et de la contrainte déviatorique q ont été relevées directement du programme de calculs FLAC 2D (Figure 7.25).

On remarque que l'allure du cheminement de contraintes effectives est la même pour les différentes pressions de confinement et que le bord interne du cylindre creux atteint la rupture avant le point situé au rayon équivalent. En effet, les déformations sont d'autant plus grandes au bord interne qu'elles ne le sont au bord externe, ce qui crée un gradient de résistance à travers le cylindre creux. On remarque que, pour une pression de confinement de 100 kPa, la contrainte déviatorique à la rupture au rayon interne est égale à 73 kPa, alors qu'elle est égale à 69 kPa au rayon équivalent.

La pente de la courbe d'état critique est égale à $M=1.33$.

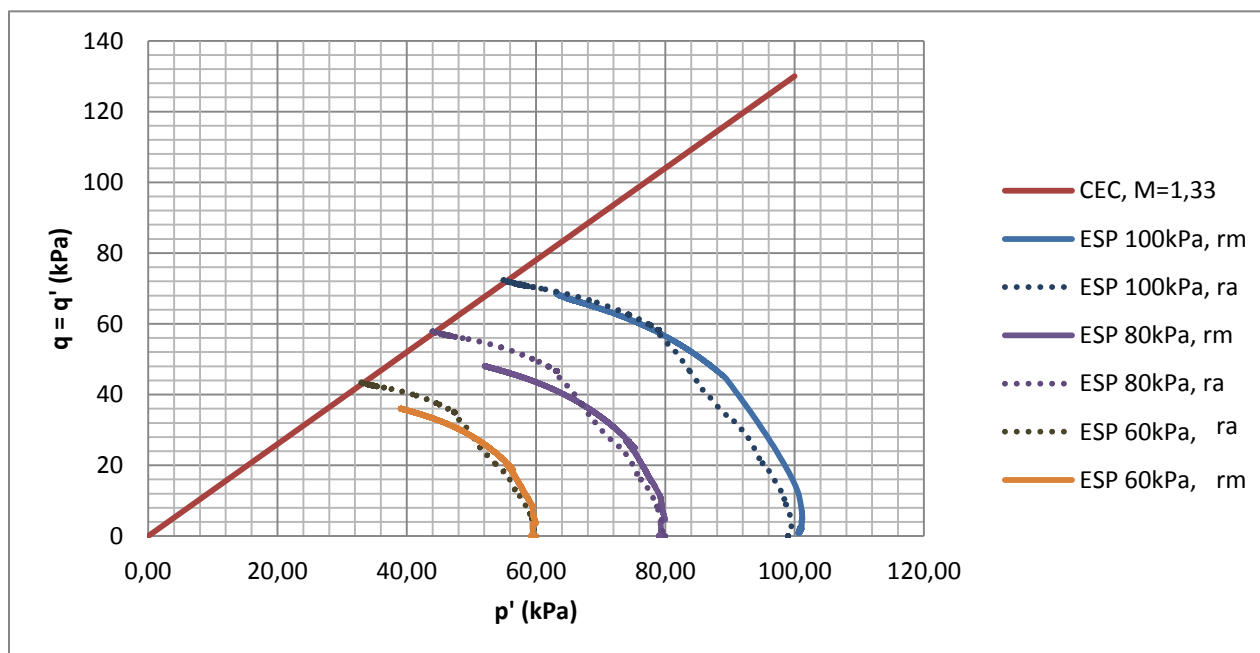


Figure 7.25 : Cheminement des contraintes effectives ESP.

7.1.2.4 La fonction de cisaillement

La fonction de cisaillement a été déduite tel qu'expliqué auparavant pour le cas I.

Les figures 7.26, 7.27 et 7.28 représentent l'évolution de la pression interne Δp_a , ainsi que la contrainte de cisaillement τ_a mobilisée durant l'essai d'expansion en fonction de la déformation γ_a au niveau du bord interne de la cavité pour les différentes contraintes de confinement respectivement 100, 80, 60 kPa.

La courbe d'expansion n'est pas influencée par la variation de la surpression de l'eau, ni par le changement du coefficient de consolidation durant l'essai.

Ainsi, la détermination de la résistance au cisaillement non-drainé S_u de l'argile et du module de cisaillement G est totalement indépendante du coefficient de consolidation C_v .

Le tableau suivant résume les valeurs obtenues de G , S_u , et S_u/G pour la série d'essai.

Tableau 7.3: Les paramètres de la résistance non-drainée.

Pression de consolidation			
$P_i(\text{kPa})$	$S_u (\text{kPa})$	S_u/G	$G(\text{kPa})$
60	25	0,0062	4800
80	34	0,0057	6000
100	41	0,005	8200

On remarque, suite aux résultats du tableau ci-dessus, que la résistance au cisaillement non-drainé augmente en fonction de la pression de consolidation p_i .

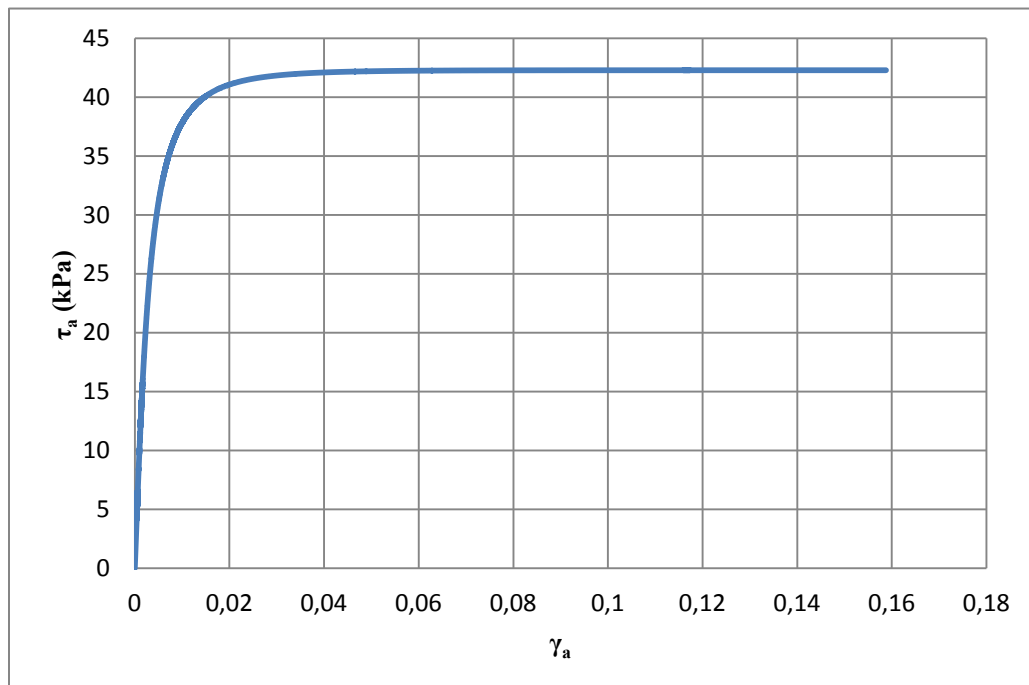


Figure 7.26 : La fonction d'expansion et la résistance de cisaillement pour $\sigma'_c = 100$ kPa.

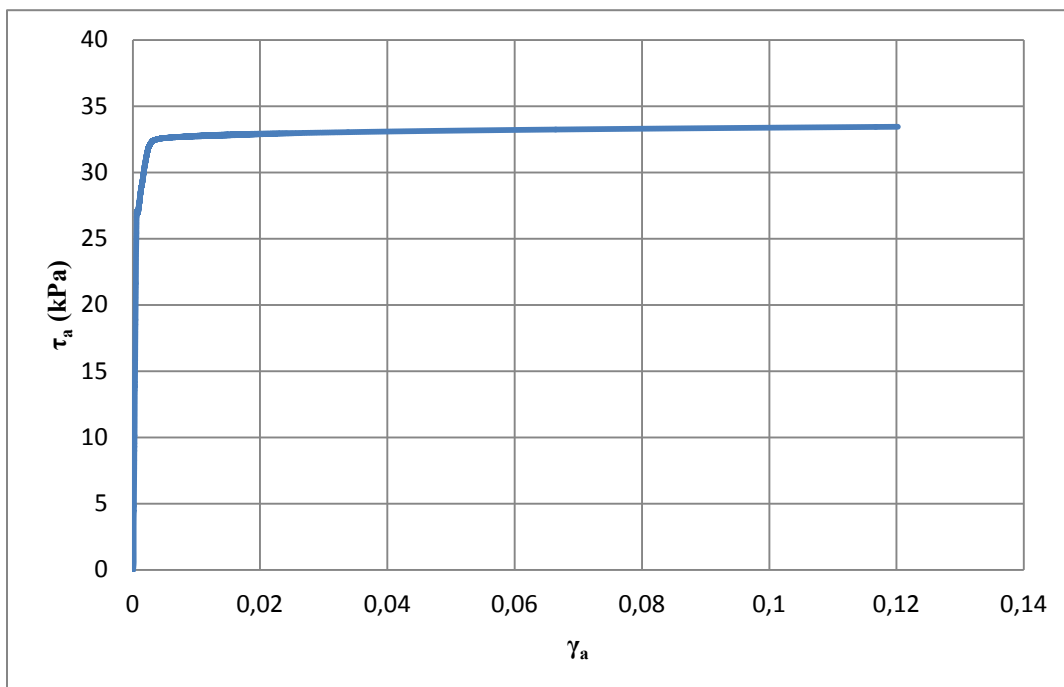


Figure 7.27 : La fonction d'expansion et la résistance de cisaillement pour $\sigma'_c = 80$ kPa .

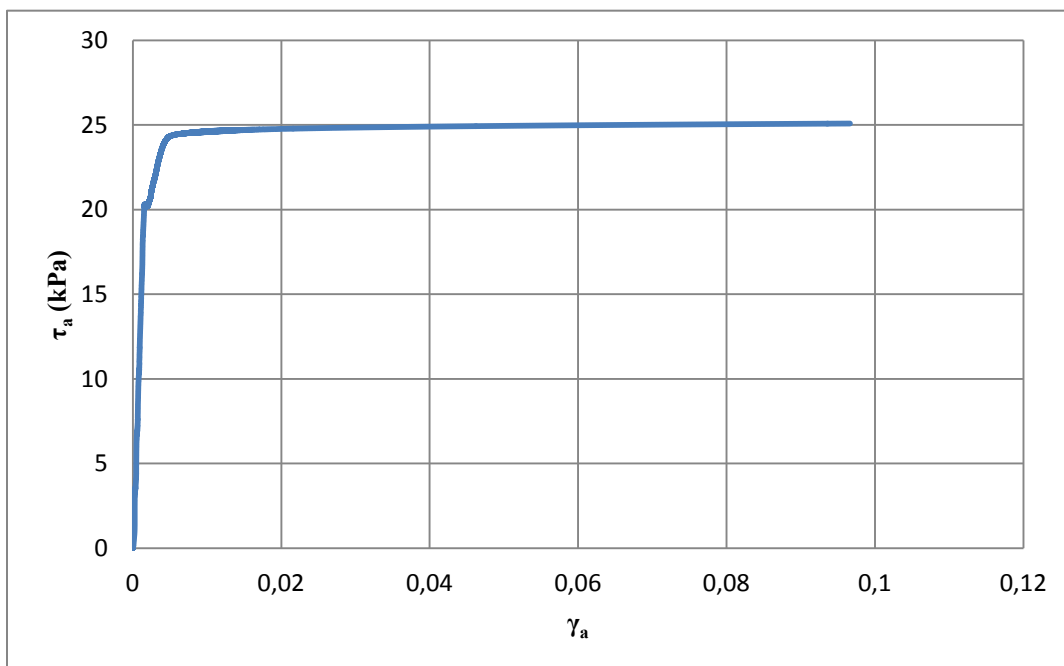


Figure 7.28 : La fonction d'expansion et la résistance de cisaillement pour $\sigma'_c = 60$ kPa.

7.2 Discussion

7.2.1 Comparaison entre les résultats numériques des essais d'expansion

Tout d'abord, nous allons revenir sur les courbes des figures 7.4 et 7.16 qui représentent la distribution de la surpression interstitielle à travers l'échantillon à la fin de l'expansion. On remarque que les profils de la pression de l'eau décroissent dans les deux cas en fonction du rayon sans pour autant s'annuler. En effet, les valeurs maximales sont atteintes au bord interne de la cavité. Dans les deux cas, la distribution est sinusoïdale, et ce, parce que les échanges du fluide entre les éléments internes de l'échantillon sont admis. On remarque, alors, que la propagation du fluide entre les éléments permet à la surpression interstitielle de chuter d'une façon moins rude à travers le cylindre creux. De plus, les pressions de l'eau ne s'annulent en aucun point, ce qui prouve que l'échantillon a un comportement plastique tout au long de l'essai puisque le rayon plastique r_p se trouve à l'extérieur de l'échantillon, selon la théorie de Randolph et al. (1979), dans le cas d'une argile normalement consolidée ou légèrement surconsolidée.

En comparant l'évolution des surpressions de l'eau durant l'essai dans les deux cas, on remarque que, dans tous les cas, celle-ci suit une fonction logarithmique en fonction de la déformation et est altérée par la variation du coefficient de consolidation. On note que plus le coefficient de consolidation est grand, plus la surpression interstitielle générée durant l'essai est importante. Le constat de Nahra et Franck (1986) est donc applicable dans tous les cas.

La surpression interstitielle est légèrement plus grande dans le deuxième cas d'analyse en comparaison avec le premier cas. En effet, le déblocage du mouvement radial des bords supérieur et inférieur de l'échantillon permet de relâcher la pression de l'eau et ainsi fait chuter la surpression interstitielle. On note que pour une pression de consolidation $p'_0 = 100$ kPa, la surpression interstitielle atteint 50 kPa pour le premier cas, alors qu'elle n'atteint que 40 kPa dans le deuxième cas.

De plus, l'évolution des contraintes principales totales n'est influencée en aucun cas par la variation du coefficient de consolidation. On en déduit alors que les pressions effectives sont

donc altérées par ce paramètre. On note que plus le coefficient de consolidation est grand, plus les contraintes effectives sont faibles.

La contrainte effective axiale σ'_z est toujours égale à la moyenne des contraintes effectives radiales et tangentielles. Dans le but d'obtenir ce résultat, il faut assumer que les incréments des déformations élastiques et plastiques sont nuls et que le matériau étudié suit une loi de comportement élastique parfaitement plastique. Cependant, dans le cas d'un comportement qui suit la loi de Cam-Clay modifiée, l'expansion doit commencer à un état de contrainte hydrostatique et, par conséquent, le coefficient de Poisson doit être différent de 0.5, malgré l'invariabilité du volume. Ceci justifie le choix du coefficient de Poisson égal à 0.29 selon l'équation 5.9.

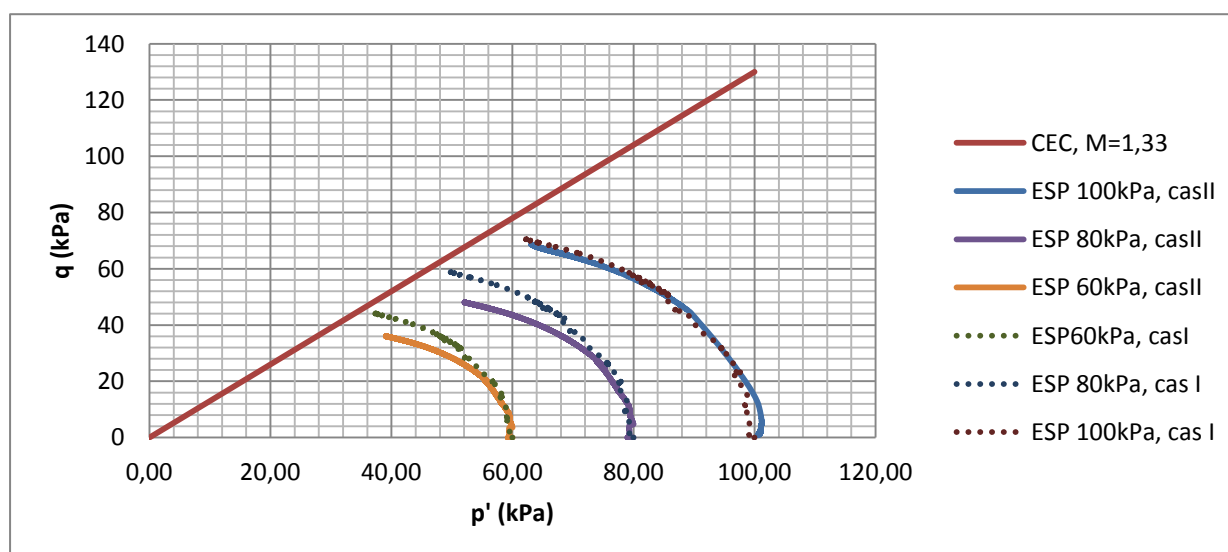
Nahra et Frank (1986) ont montré que la théorie ci-dessus pour une expansion non drainée d'un cylindre creux n'est valable que lorsque cette expansion commence à un état de contraintes isotrope et que le coefficient de Poisson est différent de 0.5.

Les cheminements des contraintes effectives ont été tracés, dans les deux cas, dans le plan (p', q) . Nous remarquons que la courbe d'état critique a la même pente dans les deux cas, à savoir $M = 1.33$. En effet, la rupture se fait au niveau du bord interne du cylindre creux et la contrainte déviatorique et la contrainte moyenne effective suivent une distribution décroissante en fonction du rayon. Dans le cas de $p'_0 = 100$ kPa, on a ($p'_u = 62$ kPa, $q_u = 71$ kPa) pour le premier cas et on a pour le deuxième cas ($p'_u = 62$ kPa, $t_u = 69$ kPa) à la rupture (cf. Figure 7.29). On peut dire alors que le déviateur est de 2% plus grand dans le cas I qu'il ne l'est dans le cas II, ce qui reste négligeable (Figure 7.29).

Enfin, les résistances au cisaillement sont identiques dans les deux cas. Les fonctions d'expansion ne sont pas altérées par la variation du coefficient de consolidation C_v et ainsi la fonction de cisaillement aussi. Le tableau suivant récapitule les résistances au cisaillement non drainé dans les deux cas d'analyse et pour les pressions de consolidation 60, 80 et 100 kPa.

Tableau 7.4: Paramètres de la résistance non-drainée dans les deux cas d'analyse numérique

Pression de consolidation P_i (kPa)	Su cas I (kPa)	Su cas II (kPa)
60	26	26
80	28	34
100	40	41

Figure 7.29 : Comparaison des cheminements des contraintes effectives dans les deux cas d'étude au rayon équivalent r_m .

7.2.2 Comparaison entre les résultats numériques à pressions contrôlées et les résultats expérimentaux obtenus par Abba(1993)

Dans cette partie, on va comparer les résultats présentés auparavant, à savoir dans le cas à pressions contrôlées, avec les résultats expérimentaux élaborés par Abba(1993). Tout d'abord, il serait intéressant de comparer l'évolution et la distribution de la surpression interstitielle. Ensuite, il est nécessaire d'analyser les courbes d'expansion afin de comparer, enfin, les résistances au cisaillement non drainé.

Les figures 7.30, 7.31 et 7.32 illustrent l'évolution de la surpression de l'eau ainsi que la fonction d'expansion en fonction de la déformation volumique tous au long des essais d'expansion réalisés par Abba (1993). Cette surpression correspond à la surpression mesurée au point situé au rayon équivalent $r_m = 38.9\text{mm}$ pour les contraintes de confinement σ'_c égales à 60, 80 et 100 kPa.

En comparant ces courbes aux figures 7.17, 7.18 et 7.19, l'on se rend compte que la surpression calculée numériquement est supérieure à celle mesurée expérimentalement par Abba (1993). En fait, malgré le choix d'une vitesse similaire à celle de l'essai de Abba (1993), à savoir 15kPa/h, les conditions de l'essai de laboratoire n'empêchent, tout de même pas pour un essai non drainé, la présence d'un mouvement de l'eau entre chaque incrément de chargement, ce qui induit la chute des pressions de l'eau lors de la réalisation de l'essai. Anderson et al. (1988) ont réalisé des essais expérimentaux à charge contrôlée confirmant que les pressions de l'eau chuteraient même avec un temps d'arrêt de 15 à 30 secondes pour chaque incrément de 10 kPa, ce qui reste irréalisable en laboratoire.

Il est à noter aussi, que la pression interstitielle calculée numériquement atteint 45 kPa dans le cas du coefficient de consolidation C_v2 , cas le plus proche des échantillons de Abba (1993). La surpression interstitielle mesurée expérimentalement, quant à elle, ne dépasse pas 20 kPa.

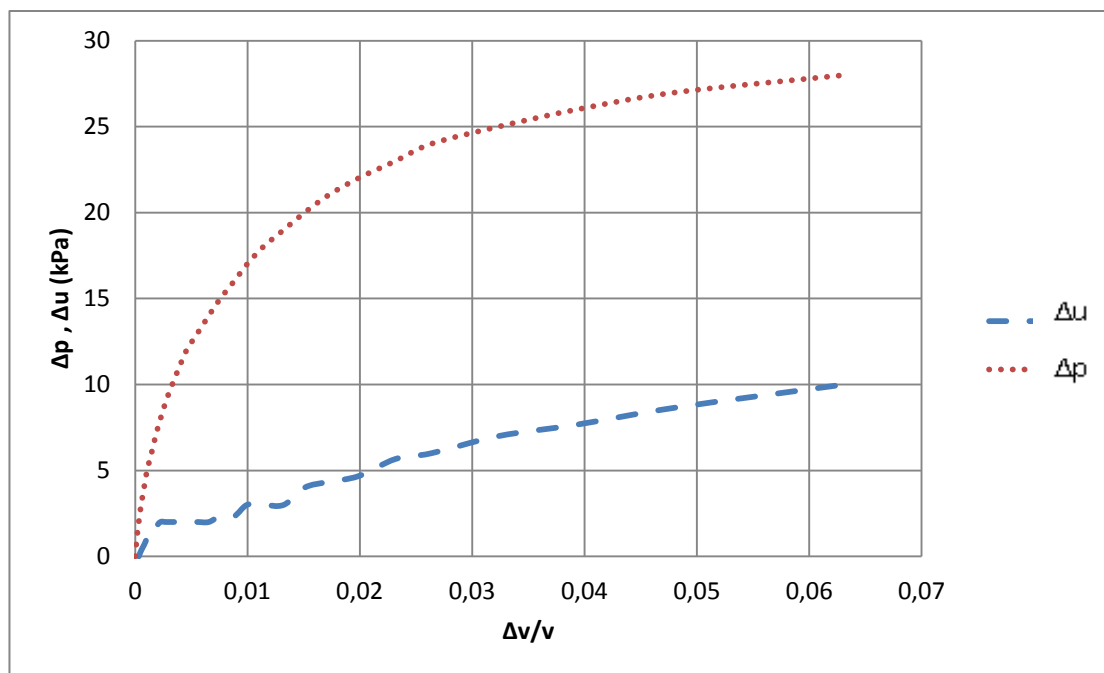


Figure 7.30: La fonction d'expansion et la surpression interstitielle pour $\sigma'_c = 60$ kPa, Abba (1993).

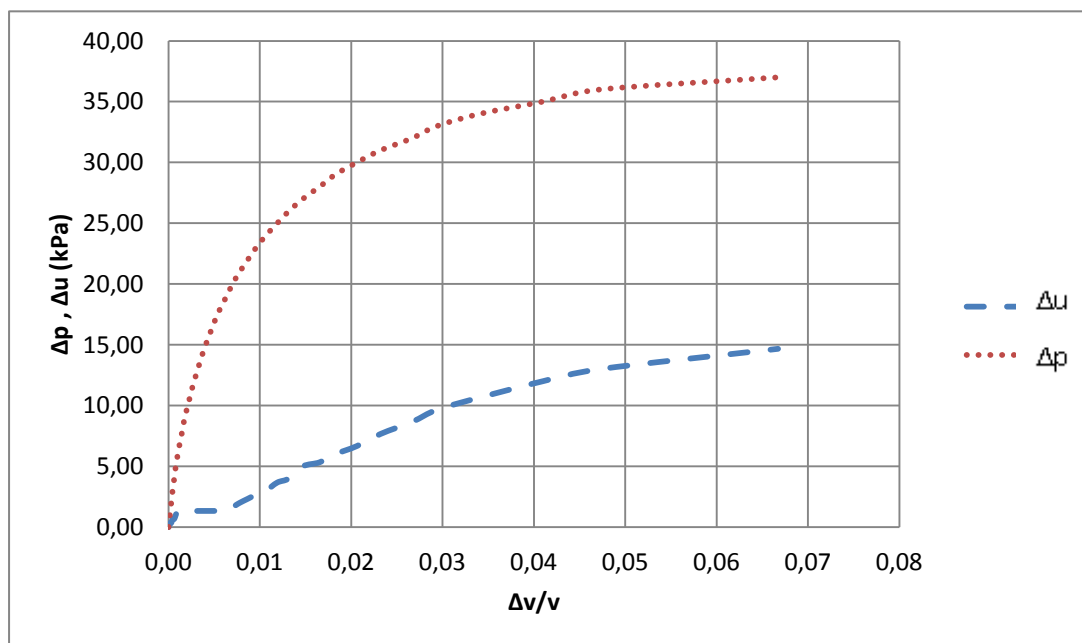


Figure 7.31 : La fonction d'expansion et la surpression interstitielle pour $\sigma'_c = 80$ kPa, Abba (1993)

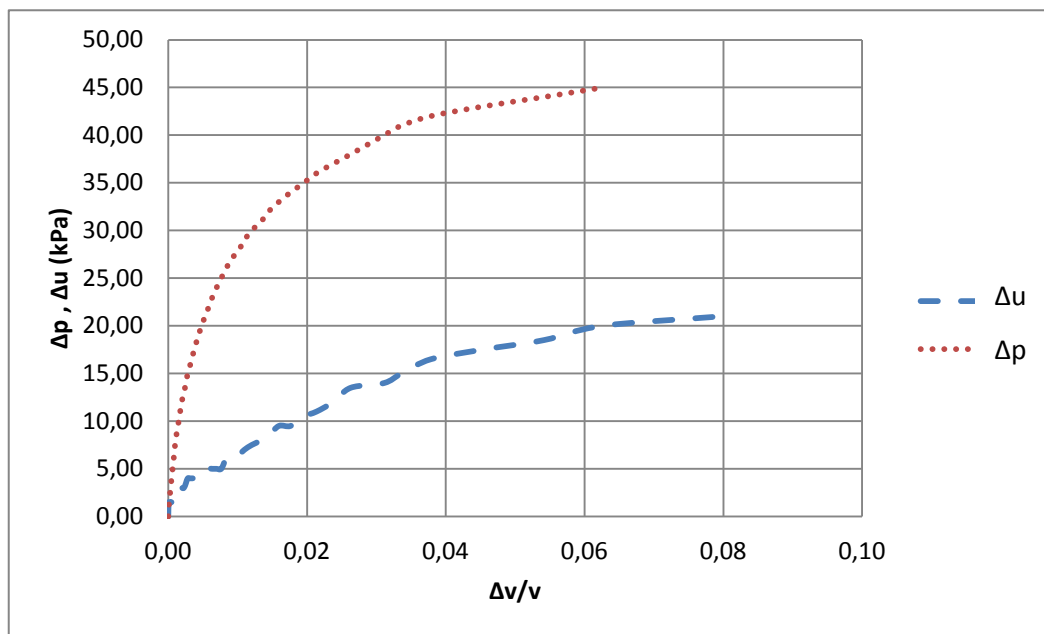


Figure 7.32: La fonction d'expansion et la surpression interstitielle pour $\sigma'_c = 100$ kPa, Abba (1993) .

Les figures 7.33 et 7.34 résument les courbes d'expansion numériques et expérimentales, respectivement, pour différentes contraintes de confinement. On remarque que la pression interne p_i est représentée par une fonction approximativement logarithmique dans tous les cas. Il est à noter que cette pression se stabilise dès que la rupture a lieu.

Les valeurs obtenues numériquement sont, encore une fois, très grandes par rapport à celles obtenues par Abba (1993). Par exemple, pour un chargement initial de 100 kPa, cette pression atteint 75 kPa numériquement, tandis qu'elle ne dépasse pas la valeur 45 kPa expérimentalement. En effet, malgré l'empêchement de la déformation axiale lors de l'expansion, cette condition est très dure à maintenir expérimentalement durant l'essai en plus du drainage partiel survenant entre chaque incrément de chargement.

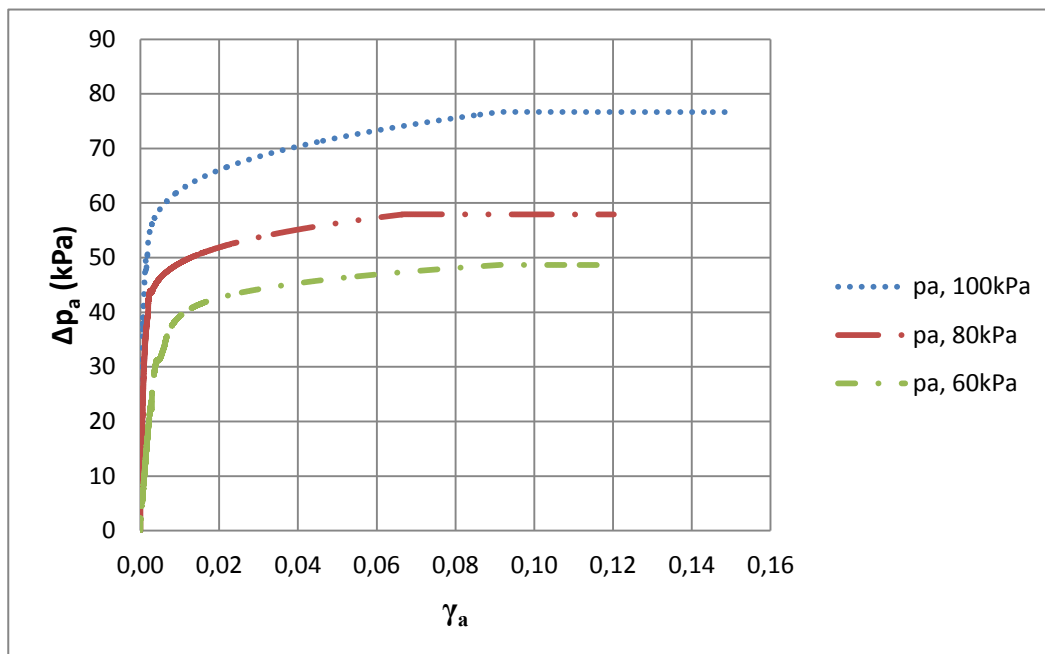


Figure 7.33: Courbes de confinement suivant plusieurs pressions de confinement, modèle de Cam-Clay

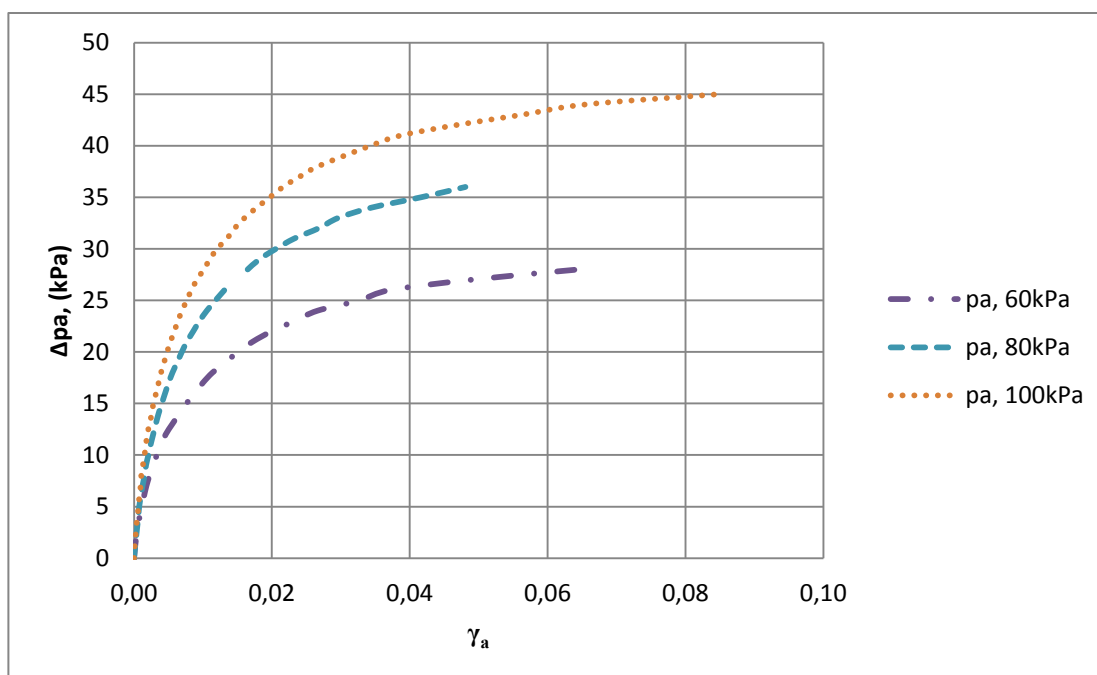


Figure 7.34: Courbes de confinement suivant plusieurs pressions de confinement, Abba (1993)

Les figures 7.35, 7.36 et 7.37 montrent la fonction de cisaillement, $\tau_a = f(\gamma_a)$ pour les essais effectués en déformation plane expérimentalement par Abba (1993) pour les contraintes de confinement 60, 80, et 100 kPa.

La valeur de la déformation externe γ_b est déduite directement de la déformation interne γ_a avec l'équation :

$$e^{\gamma_b} = \beta e^{\gamma_a} + 1 - \beta \quad (7.5)$$

Le deuxième terme de l'équation 3.57, à savoir τ_b , qui représente la résistance au cisaillement au bord externe du cylindre a été calculé graphiquement après avoir tracé la courbe du premier terme, à savoir $\frac{dpa}{dq}$, en fonction de γ_a . En effet, la valeur de τ_b à la déformation au bord externe γ_b donnée correspond à la valeur de $\frac{dpa}{dq}$ en ce point. La valeur initiale est assumée nulle.

Le deuxième terme est calculé en se basant sur le fait que la courbe de cisaillement est unique à travers l'échantillon, ce qui équivaut à dire que pour un volume intérieur donné, l'état des contraintes d'un élément quelconque de l'échantillon se trouve sur la courbe $\tau_a = f(\epsilon_{ri})$. Enfin, la résistance au cisaillement est égale à la somme des deux termes.

Afin de montrer l'influence de $d\epsilon_{ri}/d\gamma_i$, c'est à dire la pente d'expansion, sur la variation de la résistance au cisaillement, nous avons tracé la variation de la charge interne Δp_i en fonction de la déformation γ_a .

Les courbes de cisaillement ont été tracées à partir des données des essais de Abba (1993) en se basant sur l'approche de Silvestri (1998) et en suivant la méthode détaillée dans le chapitre précédent.

On remarque quelques variations brutales de la résistance au cisaillement qui ont lieu dans un petit intervalle de déformation. Ceci influence fortement la valeur de τ_a et donne une grande dispersion des points. Afin de remédier à ce problème, une moyenne mobile a été utilisée afin de lisser les courbes.

La présence de la frontière extérieure augmente considérablement encore une fois la résistance du sol (Diab, 2000).

En comparant les résultats de la résistance au cisaillement non drainé S_u trouvés numériquement et expérimentalement, on remarque que les valeurs de Abba (1993) sont de 20-25% inférieures à celles obtenues dans cette étude pour les contraintes de confinement 100, 80 et 60 kPa.

Tableau 7.5 : Comparaison de la résistance au cisaillement non-drainé.

Pression de consolidation P_i (kPa)	$S_{u_{Abba(1993)}}$ (kPa)	$S_{u_{FLAC}}$ (kPa)
60	20	25
80	27	34
100	33	41

On remarque que la résistance au cisaillement diminue avec la pression de consolidation initiale que ce soit expérimentalement ou numériquement.

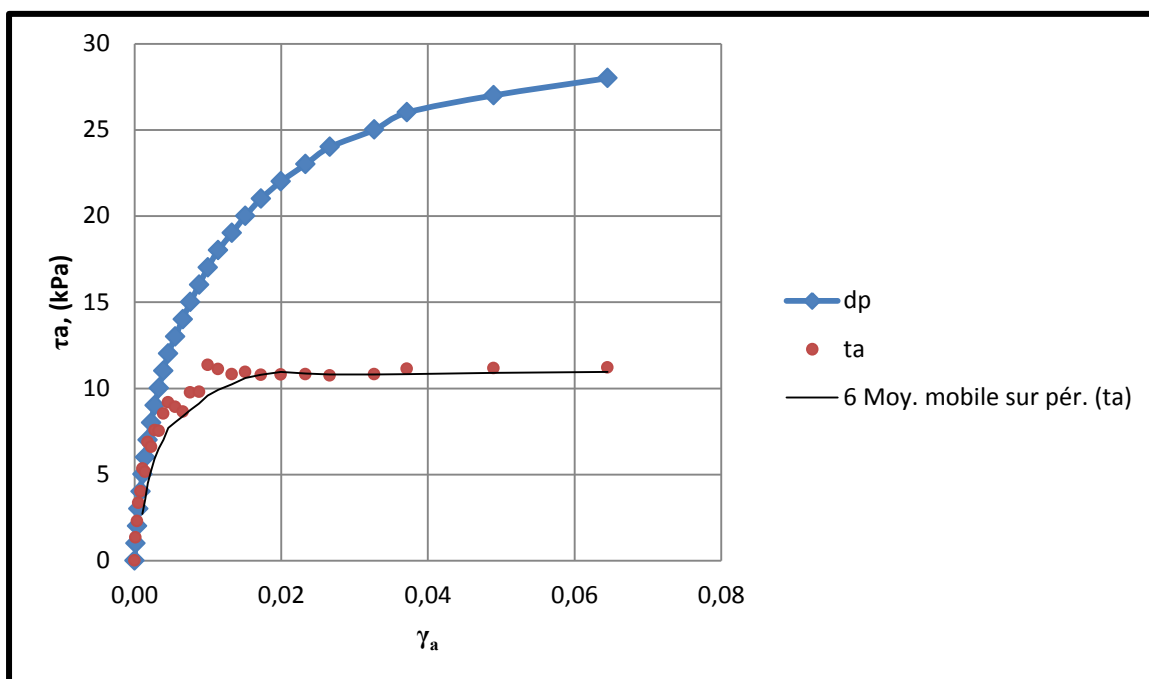


Figure 7.35 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 60$ kPa, selon Abba (1993).

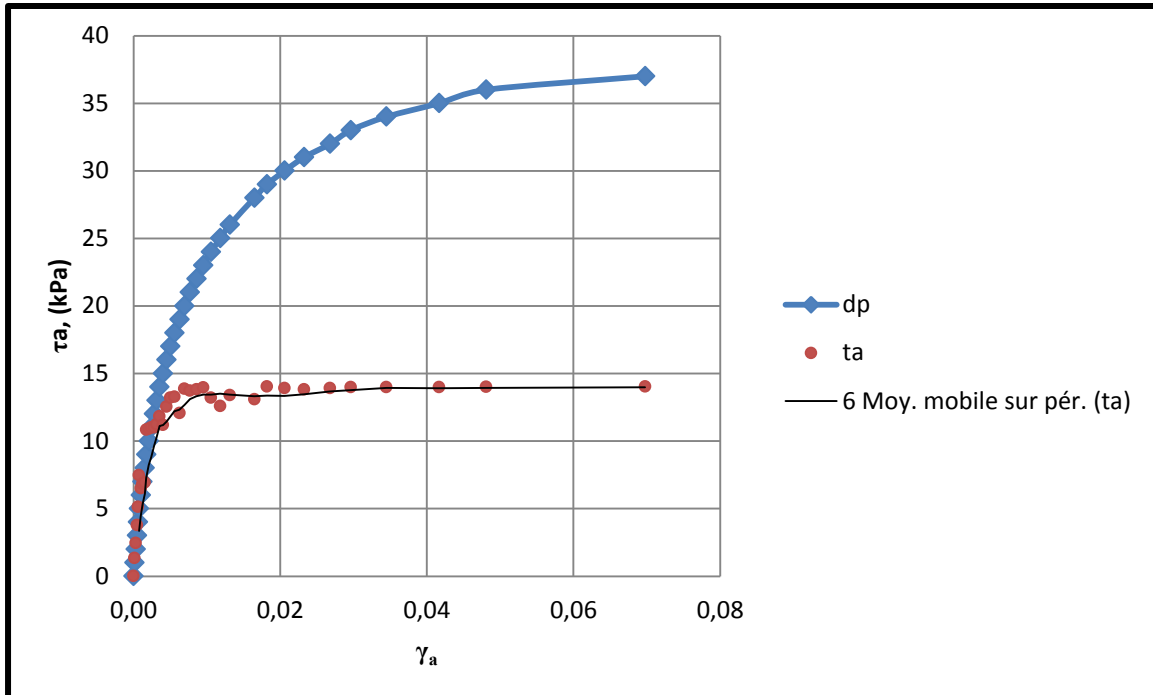


Figure 7.36 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 80$ kPa, selon Abba (1993).

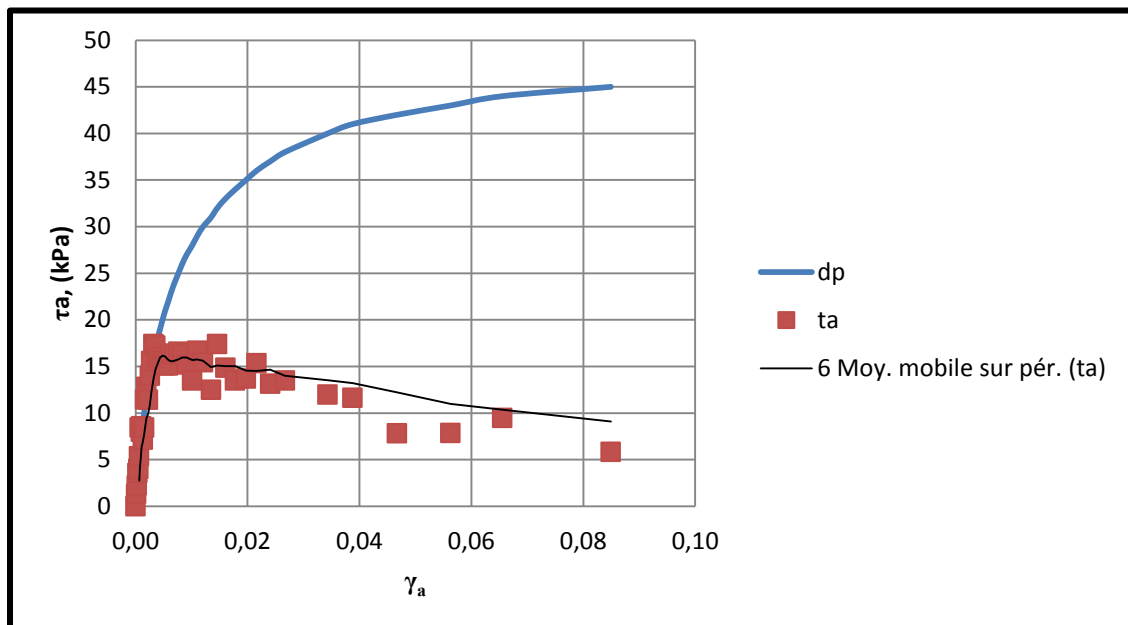


Figure 7.37 : Fonction de cisaillement pour $\sigma'_c = 100$ kPa, selon Abba (1993).

La figure 7.38 illustre les cheminements de contraintes effectives tracés dans le plan (q', p) pour les pressions de consolidation de 60, 80 et 100 kPa dans le cas numérique et dans le cas expérimental mené par Abba (1993). On observe que, dans tous les cas, la rupture se fait à la courbe d'état critique dont la pente est de $M=1.33$. Cependant, dans le cas numérique, le point situé au rayon équivalent r_m n'a pas eu le temps d'atteindre la courbe d'état critique. En effet, le bord interne de l'échantillon se rompt et donc le programme de différences finies arrête la simulation. On remarque que la rupture se fait quasi au même point q_u dans tous les cas. La contrainte moyenne effective, quant à elle, est légèrement plus petite dans le cas numérique.

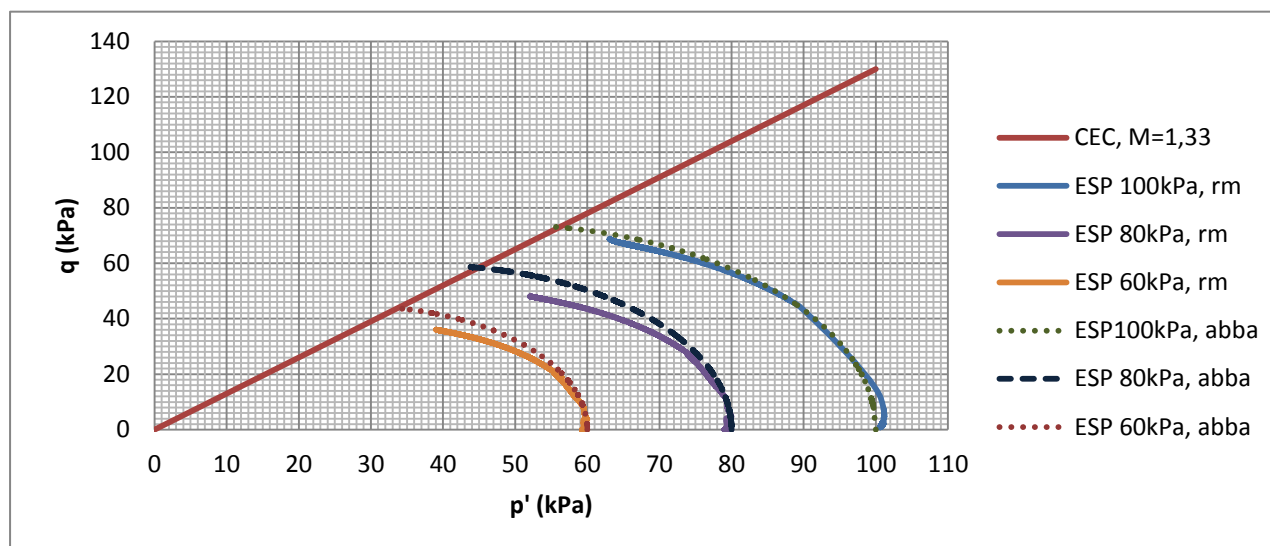


Figure 7.38 : Cheminements des contraintes effectives numériques et expérimentaux.

CHAPITRE 8

CONCLUSION

L'objectif général de cette étude était d'analyser numériquement la distribution des contraintes effectives, ainsi que les pressions interstitielles générées lors de l'essai non-drainé du cylindre creux en expansion sur une argile saturée dont le comportement suit la loi de Cam-Clay.

Pour ce faire, des simulations d'essai d'expansion ont été effectués par le biais du programme de différences finies FLAC 2D en admettant les paramètres expérimentaux de l'argile de Saint-Hilaire. Ces essais numériques ont été effectués suivant deux séries d'essais et ont été menés sous les contraintes de consolidation initiales de 60, 80 et 100 kPa. Les deux analyses consistaient à contrôler la pression interne, et à permettre l'échange du fluide entre les éléments internes des échantillons. Cependant, lors de la deuxième série de simulations, on a essayé de mieux modéliser l'essai d'expansion du cylindre creux en prenant en compte le blocage des déplacements radiaux aux bords supérieur et inférieur de l'échantillon causé par la présence de la pierre poreuse.

Des calculs des contraintes totales et des pressions interstitielles ont été effectués à l'aide du programme numérique pour différentes valeurs du coefficient de consolidation C_v . Les deux analyses démontrent que les contraintes totales sont peu affectées par ce paramètre, tandis que les surpressions de l'eau, ainsi que les contraintes effectives varient avec le C_v . Ce qui revient à dire, que plus le coefficient de consolidation est grand, plus les pressions interstitielles sont grandes et donc moins les contraintes effectives générées lors de l'essai sont importantes.

Le coefficient de consolidation induit un début de réajustement des pressions d'eau au cours de l'essai, mais celui-ci affecte peu la courbe d'expansion et la résistance au cisaillement non drainé en est peu perturbée. Cependant, l'évolution de la surpression interstitielle semble majorée en comparaison avec les résultats expérimentaux.

L'allure des cheminements des contraintes effectives est peu influencée par le coefficient de consolidation C_v . Les différents essais démontrent que la rupture se fait au niveau du bord interne du cylindre creux et que la distribution de la résistance au cisaillement non drainé est une fonction décroissante à travers l'échantillon.

Par ailleurs, les résultats numériques avaient pour but d'appliquer la nouvelle approche mise en place par Silvestri (1998). Cette approche qui découle de la méthode de Nadai, permet d'interpréter les résultats d'essais d'expansion de cavité cylindrique dans un cylindre creux, sans faire d'hypothèse sur les lois du comportement du matériau et permet, aussi, de prendre en considération l'effet du bord extérieur du cylindre. Cette méthode a permis d'interpréter et déterminer les courbes de la fonction de cisaillement déduites des résultats d'Abba (1993) et de les comparer aux résultats numériques par la méthode de Cam-Clay. Ceci a révélé que la méthode de Cam-Clay donne des résultats légèrement plus élevées de 20 à 25%.

La présente étude a traité de l'influence de la vitesse de consolidation sur les courbes d'expansion ainsi que sur la distribution et l'évolution des contraintes et de la pression interstitielle, notamment dans la direction radiale en déformation plane. Il serait, dès lors, intéressant de généraliser cette approche en portant une étude sur l'influence de la variation de la vitesse sur une expansion avec déplacement axial permis. De plus, il est recommandé, dans ce cas, de prendre en considération l'anisotropie du sol naturel et, ainsi, étudier l'influence du coefficient de consolidation axial sur les courbes d'expansion.

BIBLIOGRAPHIE

- Abba, B. A. (1993). «Étude de la Résistance à la Traction des Argiles», Mémoire de Maîtrise (M. A. Sc.), Département de génie civil, École Polytechnique, Montréal, Canada
- Al-Hussaini, M. (1981). «Tensile Properties of Compact Soils», *Proceeding of the Symposium on Laboratory Shear Strength of Soil. ASTM STP 740*, Chicago, 25Juin, 1980, R. N. Yong and F. C., Eds, ASTM International, West Conshohocken, PA, pp. 207-225
- Ali, F.H. (1987). «Generation and Dissipation of Excess Pore Pressure During Pressuremeter Test», Technical Note, *Soil and Foundations, Japanese Society of Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Vol. 29, No. 1, pp. 173-179
- Anderson, B., Pyrah, I.C. & Ali, F.H. (1987). «Rate Effects in Pressurimeter Tests in Clays», *Journal of Geotechnical Engineering*, ASCE, Vol. 113, No. 11, pp. 1344-1358
- Anderson, B., Pyrah, I.C., Pang, L.S. & Ali, F.H. (1988). «The Time Dependent Behaviour of Normally Consolidated Clay in Thick Hollow Cylinder Tests», *Proceeding of International Conference on Rheology and Soil Mechanics*, Coventry, UK. M.J. Keedwell, Ed. Elsevier Applied Science, London, pp. 204-218
- Baguelin, F., Frank, R. A., & Nahra, R. (1986). «A Theoretical Study of the Pore Pressure Generation and Dissipation Around the Pressuremeter», *Proceedings of the Second International Symposium on the Pressuremeter and Its Marine Applications, ASTM STP 950*. Texas A&M University, College Station, Tx, May 2-3, 1986, J-L Briaud and M. E. Audibert, Eds., ASTM International, West Conshohocken, PA, pp. 169-186
- Baguelin, F., Jezequel, J. F., & Shields, D. H. (1978). «*The pressuremeter and foundation engineering*», Clausthall, Germany
- Baguelin, F., Jezequel, J. F., Lemée, E., & Lemehaute, A. (1972). «Expansion of cylindrical probes in cohesive soils», *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE*, 98(SM11), 1129-1142

- Banerjee, P.K. (1970). « A contribution to the study of axially loaded pile foundations», Ph. D. Thesis, Southampton University
- Billiaux, D.A & Cundall, P.A. (1993). « Simulation des géomatériaux par la méthode des éléments Lagrangiens», *Revue Française de Géotechnique* 63, Avril 1993, pp. 9-21
- Biot, M.A. (1941). « General theory of three dimensional consolidation», *Journal of Applied Physics*, Vol. 12, pp. 155-164
- Bishop, A. W. & Wesley, L. D. (1975). «A Hydraulic Triaxial Apparatus for Controlled Stress Path Testing», *Géotechnique*, Vol.25 (4), pp. 657-670
- Bishop, A.W, Hill, R. & Mott, N.F. (1945). « The theory of indentation and hardness tests», *Proc. Physical Soc.*, Vol. 57, Part 3, No. 321
- Broms, B.B., & Casbarian, A.O. (1965,). «Effects of Rotation of Principal Stress Axes and of the Intermediate Principal Stress on the Shear Strength», *Proceeding of the 6th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Vol. 1, pp. 179-183
- Burland, J. B. (1965). « The yielding and dilation of clay», *Géotechnique*, 15, pp. 211-214
- Cao, L. F., Tech, C. I., & Chang, M. F., 2001, «Undrained cavity expansion in modified cam clay 1: theoretical analysis», *Géotechnique*, 51(4), 323-334
- Carter, J. P., M.F, R., & Wroth, C. P. (1979). « Stress and pore pressure changes in clay during and after the expansion of a cylindrical cavity», *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 3, 305-322
- Carter, J.P. (1978). «The Expansion of a Cylinder Under Conditions of Plane Strain», *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 47, pp. 101-106
- Dakpo, W. (1993). Mise au point d'un essai triaxial à Cylindre Creux pour la mesure de la résistance à la traction de l'Argile, Mémoire de Maîtrise (M.Sc.A.), Ecole Polytechnique de Montréal, Canada
- Diab, R. (2001). « Undrained Response of a Saturated Clay by Means of Hollow Cylinder Triaxial Tests», Thèse de Doctorat, Département Génie Civil, École Polytechnique, Montréal, Québec, Canada

- Gibson, R.E., & Anderson, W.F. (1961). «In situ Measurement of Soil Properties with the Pressuremeter», *Civ. Eng. Public Works Rev.*, Vol. 56(658), pp. 615-618
- Helwany, S. (2007). *Applied soil mechanics: with ABAQUS applications*, Hoboken, New Jersey
- Hight, D.W., Gens, A. & Sumes, M.J., 1983, «The Development of a New Hollow Cylinder Appartus for Investigating the Effects of Principal Stress Rotation in Soils», *Géotechnique*, Vol. 33 No. 4, pp 355-383
- Hill, R. (1950). «The Mathematical Theory of Plasticity », Oxford university Press, Oxford
- Holtz, R. D., & Kovacs, W. D. (1991). Introduction à la géotechnique, traduit par Jean Lafleur Éditions de l'École Polytechnique de Montréal. Canada
- Hvorslev, M. J., and Kaufman, R. I. (1952). «Torsion Shear Apparatus and Testing Procedures», Bulletin No. 38, Vicksburg, Mississippi, USAE Waterways Experiment Station
- Itasca (2008). FLAC Version 6.00. Itasca Consulting Group, Inc. Minneapolis. *Minneapolis*
- Jamiolkowski M., Ladd C.C., Germaine J.T. & Lancelotta R.(1985). A new development in field and laboratory testing of soils, *Proc. 11th Int. Conf. On Soil Mechanics and Found. Engng.*, Vol.1, p. 57
- Juran, I. & Bensaid, M. A. (1987). «Cavity Expansion Tests in a Hollow Cylinder Cell», *Geotech. Test. J.*, Vol. 10(4), pp. 203-212
- Ladanyi, B. (1972). «In Situ Determination of Stress-Strain Behaviour of Sensitive Clays with the Pressuremeter», *Can. Geotech. J.*, Vol 9(3), pp. 313-319
- Lade, P.V. (1975). «Torsion shear tests on cohesionless soil», *5th Panam Conference, Buenos Aires, Argentine* vol. 1
- Lame, G. (1852). «Leçons sur la Théorie Mathématique de l'Élasticité des Corps Solides», Bachelier, Paris, France
- Malhotra, V.M. & Zoldners, N.G. (1967). « Comparison of Ring Tensile Strength of Concrete with Compression, Flexure and Splitting Strength», *Journal of Materials, American Society for Testing and Materials*, Vol. 2, No. 1, pp 160-181
- Marti, J., Cundall, P.A. (1982). «Mixed Discretisation Procedure for Accurate Solution of Plasticity Problems», *Int. J. For Num.& Anal. Math. In Geomech.* 6, pp. 129-139
- Menard, L. (1955). «Travail Personnel sur le Pressiomètre», Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris

- Nadai, A. (1950). «Theory of Flow and Fracture of Solids», McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, Vol. 1
- Nahra, R. & Frank, R. (1986). « Numerical and Analytical Contributions of the Study of the Consolidation Around the Pressuremeter», *Research Report No. 137*, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Paris
- Nasreddine, K. (2004). « Effet de la Rotation des Contraintes sur le Comportement des Sols Argileux», Thèse de Doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, Champs-sur-Marnes, France
- Palmer, A. C. (1972). «Undrained Plane Strain Expansion of a cylindrical Cavity in Clay: A Simple Interpretation of the Pressumeter Test», *Geotechnique*, Vol. 22(3), pp. 451-457
- Randolph, M.F., & Wroth, C.P. (1979). «An analytical Solution for the Consolidation around a Driven Pile», *Int. Jnl for Num. and Anal. Meth. in Geomech.*, Vol. 3, pp. 217-229
- Randolph, M.F., et Carter, J.P. (1979). «The Effect of Pile Permeability on the Stress Changes around a Pile Driven into Clay», 3ème Int. Conf. On Num. Meth. In Geomech., Aachen, 2-6 Avril, pp 1097-1105
- Rendulic, I.L. (1936). « Relation between void ratio and effective principal stresses for a remoulded silty clay», *1st International Conference on Soil Mechanics, Harvard*, Vol. 3, pp 48-53
- Roscoe K.H., Schofield A.N., Thurairajah A. (1963). «An evaluation of test data for selecting a yield criterion for soils», *Laboratory Testing of Soils*, STP 361, American Society for Testing and Materials ASTM, Philadelphia, pp. 111-128
- Roscoe, K. H., & Burland, J.B. (1968). *Engineering Plasticity*, J. Heyman and F.A. Leckie, Eds., Cambridge University, Cambridge, pp. 503-609
- Roscoe, K. H., Schofield, A.N., & Thurairajah A. (1963). «Yielding of Clays in States Wetter than Critical», *Can. Geotech., J.* 20, pp. 734-745
- Saada, A.S., & Baah A.K. (1967). « Deformation and failure of a cross anisotropic clay under combined stresses», *3rd Pan American CSMFE Caracas Venezuela*, Vol. 1, pp 67-88
- Senseny, P.E., Mellegard, K.D. & Wagner, L.A. (1989). «Hollow Cylinder Tests on Natural Rock Salt», *Geotechnical Testing Journal*, Vol.12, No.2, pp. 157-162

- Silvestri, V., & Abou-Samra, G. (2009). «Analytical Solution of Stress-Strain Relationship of Modified Cam Clay in Undrained Shear», *Geomechanics & Engineering*, Vol. 1(4), pp. 263-274
- Silvestri, V., & Diab, R. (2001). Stress distributions and paths in clays during pressuremeter tests, *Canadian Geotechnical Journal*, 38(542-552)
- Silvestri, V. (1998). «On the Determination of the Stress-Strain Curve of Clay from the Undrained Plane-Strain Expansion of Hollow Cylinders: A long Forgotten Method», *Can. Geotech. J.*, Vol. 35(2), pp. 360-363
- Silvestri, V., & Abou-Samra, G. (2008). «Analysis of Instrumented Sharp Cone and Pressuremeter Tests in Stiff Sensitive Clay», *Canadian Geotechnical Journal*, 45(7), p. 957-972
- Silvestri, V., Diab, R., & Ducharme, A. (2005). «Development of a New Hollow Cylinder Triaxial Apparatus for the Study of Expansions Tests in Clay», *Geotech. Test. J.*, Vol. 28(3), pp. 231-239
- Silvestri, V., Diab, R., Abou Samra, G., & Bravo-Jonard, C. (2011). Undrained Response of Clay in Hollow Cylinder Expansion Tests, *Geotechnical Testing Journal*, 34(1), p. GTJ102749
- Suklje, L., Drnovsek, J. (1965). *Investigation of the tensile deformability of soils using hollows cylinders 6 International Conf. On Soil Mechanics and Found. Engng.*, Montréal, vol. 1, pp 368-372
- Tavenas, F. A. (1975). «In-situ measurement of initial stresses and deformation characteristics», *Proc. In-situ Measurement of Soil Properties, ASCE, 2, North Carolina State University, Raleigh, N.C.*, 263-270
- Terzaghi, K. (1923). Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus dem Verlauf der Hydrodynamischen Spannungsercheinungen: Akademie der Wissenschaften in Wien, Sitzungsberichte, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse, Part IIa, v. 132, no. 3/4, p.125–128.
- Terzaghi, K. (1943). «Theoretical Soil Mechanics», John Willey and Sons, New York
- Torstensson, B.A. (1979). «The Pore Pressure Probe, an Instrument and Method with New Possibilities», *Archiwum Hydrotechniki*, Tom XXVI, Zeszyt 2, Nadbitka

- Wijewickreme, D. & Vaid, Y.P. (1991). «Stress Nonuniformities in Hollow Cylinder Torsional Specimens», *Geotechnical Testing Journal*, Vol. 14, pp. 349-362
- Wilkins, M.L. (1964). «Fundamental methods in hydrodynamics, methods in Computational physics», Eds. New York, Academic Press, Vol.3, pp. 211-263
- Wood, D. M., & Wroth, C. P. (1977). « Some laboratory experiments related to the results of pressuremeter tests», *Geotechnique*, 27(2), 181-201
- Wood, D.M.(2007). « Soil Behaviour and Critical State Soil Mechanics», Cambridge University Press, Cambridge
- Wroth, C. P. (1975). « In situ measurement of initial stresses and deformation characteristics: state of-the-art review», *Proceedings of the Conference on in situ Measurement of Soil Properties, Raleigh, NC*, 2, 181-230